

地震発生における地球潮汐の影響とその解釈

著者	鶴岡 弘
学位授与機関	Tohoku University
URL	http://hdl.handle.net/10097/54429

博 士 論 文

地震発生における
地球潮汐の影響とその解釈

鶴 岡 弘

平 成 6 年

博士論文

地震発生における

地球潮汐の影響とその解釈

鶴岡 弘

平成 6 年

謝 辞

本研究を進めるにあたり、大竹政和教授には終始変わらぬ熱心な御指導、激励を賜りました。心より感謝申し上げます。この研究の契機は、大竹教授から、三陸沖の地震発生と月の時角との間に相関が見られるのもう少し厳密に調査したらどうか、というおすすりめがあつたことにあります。

論文完成までに、多くの方々にお世話になりました。貴重な御教示を与えてくださった地震予知噴火予知観測センターの平澤朋郎教授、浜口博之教授、長谷川昭教授には心より御礼申し上げます。とくに平澤教授には、私の修士論文についてのご指摘を頂き、不十分ながら、本研究の第4章でお答えする形となりました。

佐藤春夫助教授には、日頃から熱心に御指導、激励を頂きました。とくに、観測の重要性を強調され、いくつもの観測点の設置をお手伝いするうちに地震観測の楽しさと難しさを学ぶことができました。また、前期課程1年の時には、計算プログラムを1から教わつた記憶があります。小山順二助手には地震学のみならず、生活面においてもお世話になりました。西村太志助手には身近な先輩として、いろいろアドバイスを頂きました。また、私の思いつきのアイデアに対しても一緒になって考えていただきました。本当に有難うございました。

日本海地域地震火山観測所の加藤尚之助手には、摩擦構成則に関する論文を送って頂いただけでなく、直接研究室に足を運んで下さり、非常に有益な議論をしていただきました。記して感謝致します。

本研究で使用した海洋潮位データは、国立天文台地球回転系の佐藤忠広博

士および花田英夫博士のプログラム GOTIC に組み込まれているものを使わせて頂きました。プログラムの使用を快く承諾して下さいた両氏に感謝致します。また、東京大学地震研究所の中尾茂博士には GOTIC の使い方をご教示頂きました。記して感謝致します。

最後に、同期の吉本和生君、津村紀子さん、そして固体地球物理学講座の後輩諸氏には大変お世話になりました。この方々の励ましと協力に心から感謝致します。

概 要

地球潮汐は、地球内部に 10^3Pa 程度の応力変化をもたらす。このような微小な応力変化でも、地殻が破壊限界ぎりぎりの不安定な状態にあるときには、これによって地震がトリガーされる可能性がある。本研究では、地震発生と地球潮汐との関係について、全世界にわたる地震活動の系統的な解析を行い、その相関関係の有無を詳細に調査した。

第1章では、地球潮汐と地震発生に関するこれまでの研究成果の概要を述べ、従来の研究の問題点を指摘した。

第2章では、標準的な地球モデルとして広く用いられている PREM 地球モデルについて外力および表面点荷重に対する弾性応答を計算した。このことにより、地球潮汐の直接項だけでなく海洋潮汐荷重による影響(間接項)をも定量的に包含することができるようになり、今までになく厳密に変位、歪、応力の理論地球潮汐を計算することが可能となった。

第3章では、グローバルに分布する浅発地震(深さ 70km 以浅)のデータを用いて、地球潮汐による応力変化と地震発生の相関の有無を、テクトニックな応力場、地震の発震機構を含め系統的に調査を行った。発震機構解を含めたデータセットとして、ハーバード大学の Dziewonski らのグループにより決定されたセントロイドモーメントテンソル(CMT)解を解析に使用した。

第4章では、地球潮汐のように周期的に変化する応力が地震発生にどのような影響を与えるかについて、岩石の室内実験で得られた摩擦構成則を適用して検討し、地球潮汐応力により地震がトリガーされる条件等を議論した。

以下に、世界の地震と地球潮汐の相関を調査した結果を述べる。地球潮汐との関連の大小を帰無仮説「地震は潮汐の位相によらず時間的にランダムに発生する」を棄却する危険率 p で評価した。相関関係を調査した地球潮汐の応力成分は、応力テンソルの対角成分和 (J1) 成分と CMT 解から得られる各地震の断層面上でのせん断応力成分である。CMT 解からは断層面は一意的には決まらないが、応力テンソルの対称性により、どちらの節面でもせん断応力は等しくなる性質を利用する。その結果、アリューシャン、スマトラ、ペルー、トンガ地域を含む多くの地域で地震発生と地球潮汐との相関関係が得られた。データが豊富な上の 4 地域に対して詳細な検討を行った結果、いずれの地域でもそこに発生した大地震 (群) の前後で p 値の変化が見られた。4 地域とも共通して、大地震前に p 値が低下し、地震発生との相関が高まっている。大地震発生前に得られた p 値は、アリューシャン地域においては、1986 年 5 月 7 日に発生した $M_w=8.0$ のアンドレアノフ地震発生前までの期間について $p=1.6\%$ で、逆断層型の地震のみを取り出すとさらに小さい $p=0.31\%$ となっている。その他の地域については、逆断層型の地震に対して次の値が得られた。スマトラ地域: 1984 年 11 月 17 日に発生した $M_w=7.1$ の地震発生前までの期間について $p=5.97\%$ 、ペルー地域: 1988 年 4 月 12 日に発生した $M_w=7.1$ の地震前までの期間について $p=3.72\%$ 、トンガ地域: 1982 年 12 月 18 日に発生した $M_w=7.5$ の地震前までの期間について $p=5.18\%$ 。これらの p 値はいずれも、データとして用いた各地震の断層面上のせん断応力成分に関するものである。さらに、情報量基準 AIC を用いた解析により、そのような位相選択性の変化が大地震の発生時刻前後に限られていること

を確認した。 p 値が著しく低下する期間は地震の大きさにより異なり、 $M_w=8.0$ の地震が発生したアリューシャン地域では5年、他の3地域では M_w7 級の地震発生 の4年程度前から p 値が低下していた。地震が多発する時期は地球潮汐による応力変化が地震発生を促進する位相(せん断応力の増加)の付近に集中しており、また、アリューシャンにおける p 値の小さな領域は大地震の震源近傍に限られることがわかった。これらのことは、相関が単なる見かけのものではなく、実際に地震のトリガー要因として有効に働いていることを示している。

上記の4地域はいずれも、逆断層型の地震が多発している地域である。逆断層型の地震のみを取り出して、断層面はスラブの沈み込み方向に近い節面との仮定のもとに、断層破壊条件について検討した。破壊基準として広く用いられているクーロンの破壊条件を採用し、断層面の摩擦係数の推定を行った。地球潮汐による応力変化はテクトニックな応力変化よりも十分大きいと考え、地球潮汐による各地震断層面上でのせん断応力変化量を $\Delta\tau$ 、法線応力変化量を $\Delta\sigma$ 、断層面での摩擦係数を μ とし、 $CFF = \Delta\tau + \mu\Delta\sigma$ に対する位相選択性を比較する方法をとっている。摩擦係数を $\mu=0.1, 0.4, 0.7$ と変えて p 値を比較し、その値が一番小さくなる場合の μ 値が断層面の摩擦係数を表しているものとした。その結果、トンガ地域を除き、断層の摩擦係数は非常に小さく、 $\mu=0.1 \sim 0.4$ 程度と推定された。

次に、岩石の室内破壊実験から得られた知見にもとづいて、地震すなわち不安定すべり発生のシュミレーションを行った結果を述べる。Ruina (1983) および Linker and Dieterich (1992) による摩擦構成則を適用して、不安定すべりにあ

える周期的なせん断応力および法線応力の影響を議論した。応力変化の周期を地球潮汐の半日潮 (12.5 時間) としてシミュレーションした結果, 不安定すべりは周期的応力変化のせん断応力および法線応力 (引張正) が大きいところで発生しやすいこと, また, 位相遅れは見られないことがわかった。さらに, 周期的せん断応力に対しては, その振幅 S が大きいほど, 摩擦構成則の定数 A が小さいほど不安定すべり発生の位相選択性が顕著となる。不安定すべりの発生率 R_a については $R_a = 8.6 \times S/A$ のスケーリング則が得られた。準静的なすべりの開始から不安定すべりが発生するまでの時間は限界すべり距離 D_c に依存し, 周期 12.5 時間の応力変化により不安定すべりの発生が位相選択性をもつためには, D_c が 0.01m より長い必要があることを示した。この結果は, 実際の地震断層により見積もられた値と矛盾しない。周期的法線応力変化に対しては, 不安定すべりの発生は摩擦構成則の定数 α に依存し, α が小さいほど不安定すべりの発生が位相選択性をもつことがわかった。

本研究で得られた, 新しい知見は以下の通りである。

- (1) グローバルに分布する浅発地震のデータを用いて, 海洋潮汐荷重の影響を包含する高精度な理論地球潮汐の応力変化と地震発生との関係を調査し, 地球潮汐による起因する微小な応力変化が実際に地震をトリガーしていることを初めて明らかにした。
- (2) 地震が発生する時期は, 地球潮汐による応力変化が地震発生を加速する位相付近に集中していることを明らかにした。
- (3) 地震トリガーの物理的メカニズムについて考察し, 地球潮汐と地震発生の

相関の研究が，地震断層面の物理的性質を推定する有効な手がかりとなることを示した．

本研究は，地震発生において地球潮汐の影響が無視できないことを初めて明らかにし，将来，地球潮汐と地震発生の相関関係の研究が，地下の応力状態の推定，地殻の破壊条件の推定等に貢献しうる可能性があることを示した．

1 序論	1
1-1 地球潮汐と地震発生に関する従来の研究とその問題点	1
1-2 本研究の目的と意義	6
2 地球潮汐	8
2-1 重力力	8
2-2 重力力に起因する地球内部の変位・歪・応力	11
2-3 海洋潮汐荷重による生じる地球内部の変位・歪・応力	12
2-3-1 ビジネス問題	12
2-3-2 PREM地球モデルに対する表面点荷重による変位・歪・応力のグリーン関数	13
2-3-3 海洋潮汐荷重による変位・歪・応力	21
2-4 PREM地球モデルにおける外力および荷重応答の計算方法	22
2-4-1 運動方程式	22
2-4-2 数値積分の方法	23
2-4-3 境界条件及び数値積分	26

目次

謝辞	i
概要	iii
目次	viii
1 序論	1
1-1 地球潮汐と地震発生に関する従来の研究とその問題点	1
1-2 本研究の目的と意義	6
2 地球潮汐	8
2-1 起潮力	8
2-2 起潮力に起因する地球内部の変位・歪・応力	11
2-3 海洋潮汐荷重による生じる地球内部の変位・歪・応力	12
2-3-1 ビジネスク問題	12
2-3-2 PREM 地球モデルに対する表面点荷重による変位・歪・応力のグリーン関数	13
2-3-3 海洋潮汐荷重による変位・歪・応力	21
2-4 PREM 地球モデルにおける外力および荷重応答の計算方法	22
2-4-1 運動方程式	22
2-4-2 数値積分の方法	23
2-4-3 境界条件及び数値積分	26

2-4-4 地球モデルおよび計算結果	29
2-5 観測値と理論値の比較	30
3 世界の地震と地球潮汐	38
3-1 序	38
3-2 データ	38
3-3 解析方法	43
3-3-1 位相選択性の検定	43
3-3-2 AIC を用いたモデル比較	45
3-3-3 発震機構の分類	51
3-3-4 地震活動領域の分類	53
3-4 全世界における地球潮汐と地震発生との関連	57
3-4-1 全世界の解析結果	57
3-4-2 発震機構依存性	60
3-4-3 テクトニックな応力場との関連	64
3-5 アリューシャンにおける地球潮汐と地震発生との関連	66
3-5-1 序	66
3-5-2 時間依存性	73
3-5-3 空間分布	80
3-5-4 断層面の摩擦係数の推定	80
3-6 その他の地域における地球潮汐と地震発生との関連	85
3-6-1 スマトラ地域	85

3-6-2 ペルー地域	91
3-6-3 トンガ地域	100
3-7 まとめと議論	109
4 地震トリガーメカニズムの考察	111
4-1 序	111
4-2 摩擦構成則	112
4-3 モデル	117
4-3-1 Nucleation patch model	117
4-3-2 nucleation patch の分布と不安定すべりの発生率	125
4-4 周期的せん断応力変化に対するシミュレーション	125
4-5 周期的法線応力変化に対するシミュレーション	130
4-6 まとめと議論	135
5 結論	140
引用文献	144

1 序論

1-1 地球潮汐と地震発生に関する従来の研究とその問題点

月および太陽の引力によって海洋に潮汐が起こることはよく知られ、我々に馴染みの深い現象である。月および太陽などの外部引力によって地球が完全剛体であれば変形は生じ得ないが、実際には地球は粘弾性体であるため、海水と同様に月および太陽の引力によって生じる起潮力を受けて変形し、重力・応力・歪みなどに変化を生じる。地球の固体部分が月および太陽の起潮力によって力学的に変形する現象をまとめて地球潮汐と呼んでいる。この地球潮汐には、海洋潮汐による海底圧力の変化により地球が変形する影響も含まれているが、起潮力により直接地球が変形する項を固体潮汐(直接項)と呼び、海洋潮汐荷重による変形(間接項)と区別する場合もある。実際にはこの二つは同じ周期をもつ現象であるため地殻変動や重力観測に見られる地球潮汐成分から分離することはできない。

地球潮汐により生じる地球内部の応力は、固体潮汐のみでは高々 $3 \times 10^3 \text{ Pa}$ (30mbar) 程度と非常に小さい。一方地震の際の応力降下量は $10^6 \sim 10^7 \text{ Pa}$ (10 ~ 100bar) [Kanamori and Anderson (1975)] であることから、地球潮汐による応力変化は起震応力の 10^{-3} から 10^{-4} である。よって地球潮汐による応力が地震を直接起こす原因とは考えにくい。しかしその変化率に着目すれば、地震の再来周期を仮に100年とすると、地球潮汐による応力の変化率はテクトニックな応力の変化率の約20倍となる。地殻が破壊限界ぎりぎりの不安定な状態にあると

き、「最後の一押し」として地球潮汐のような微小な作用によって地震が引き起こされることは十分考えられ、このような観点から地球潮汐が地震発生に影響を与えると思われてきた。実際、1992年6月にロスアンゼルス東約200キロメートルで発生した Landers 地震 (M7.3) の直後に、広範囲な領域にわたり地震活動が活発化し [Hill *et al.* (1993)], 微小な応力の変化によっても地震活動が誘発されることを示した。また海洋潮汐は、大きいところでは潮位が数 m も変動するので海底にかかる圧力は 10^5 Pa (0.1 bar) のオーダーで変化することになる。したがって特に海底や海岸近くの浅発地震に対してはこのような地球潮汐による引き金作用が有効に働く可能性が高い。

月および太陽と地震発生との関連の研究は古く Schuster (1897) により地震発生が月および太陽の運行に伴う周期性をもつとする研究から始まる。これまでの地球潮汐と地震発生に関する研究については安芸 (1956) や田中 (1985) に詳しくまとめられている。初期の研究では、地球潮汐による地球内部の変形との関連というよりは地震発生間隔の周期性が多く調査されている。これらの周期は地球潮汐と密接に関連しており、地震発生のメカニズムを解明する上で、地球潮汐との相関が調べられるようになった。

群発地震や余震の場合には地球潮汐との相関が報告されている。有名な例として、1930年3月から8月にかけて発生した伊東群発地震がある。この群発地震は低潮位の時に増加する傾向が見られた。そして、最大地震 (M5.8) の発生の後、このような傾向が次第に不鮮明になった [今村研究室 (1930)]。また、この地域で起こった 1975 年から 1978 年までの伊豆半島での地震活動と地球潮汐と

の関連を調査した島田(1978)によれば、M2潮による鉛直上方への直接項による重力が大きいときに地震発生が多い。島田はさらに、地表での海洋潮汐荷重による応力を伊豆半島東部から、200km四方の海域について概算し、西北西－東南東方向の地球潮汐による右ずれせん断応力が高いときに地震活動が活発化しているとした。

Klein(1976)は世界各地の群発地震・余震活動をについて調査した結果、米国の Imperial Valley とカリフォルニア湾北部、中央大西洋海嶺、アイスランドの Reykjanes 半島付近、および Rat Island 地震の余震について地球潮汐の半日潮の歪成分との相関を見いだした。そして、発震機構から導かれる起震応力を強める方向に地球潮汐の応力が作用するときに地震が発生しやすいとしている。ただし、群発地震では小さい地震が数多く発生するため、個々の地震でなく、2時間以内に起こった最大地震との相関を調べた。さらに、Klein(1976)は1966年8月から始まった松代地震と潮汐との関連を調査し、相関がなかったとしている。

しかし、松代群発地震については、Oike *et al.*(1988)が地球潮汐による面積歪との関連を調べ、新しい活動の初期に面積歪が膨脹の時に発生していることを発見し、地球潮汐との相関があるとしている。さらに、浜田(1978)は松代地域に発生にした1975年11月から76年3月までの地震約400個および71年1月から73年12月までの3年間に発生した地震約2700個と松代地震観測所の歪記録との関連を調べ、地球潮汐によるせん断歪と地震発生に関係が見られると述べている。ただし、地球潮汐によるせん断応力が最大の時に地震が発生しているのではなく、応力変化速度が最大の時刻に発生していた。

Sauck(1975) は、カリフォルニアの Brawley で起こった 1975 年 1 月 23 日から 1 月 26 日までの群発地震について地球潮汐による重力が増加している位相で多発していることを報告している。この研究では、海洋潮汐荷重による重力変化を Farrel (1972) による水平成層構造地球モデルのグリーン関数を用いて計算し、地震活動との関連を調べている。ただし、グリーン関数は地表におけるものが用いられている。また、潮汐力そのものがどの程度地震発生に関わりを持っていることを調べるため、三浪・山崎 (1990) は潮汐歪方向に着目した解析を行い、日本付近で発生した微小地震のデータを用いて、広域的なテクトニック応力場と地震発生が関連していることを示した。

このように、群発地震・余震群など時空間的に限られた領域の地震活動については地球潮汐との関連が見られるとの報告が見受けられるが、グローバルスケールの地震活動および大きな地震に関しては肯定的な報告は少ない。Heaton(1975) は世界各地で発生した前震を伴わない地震 107 個と固体潮汐によるせん断応力を調査し、30km より浅い逆断層型の地震について相関を見出したとしている。しかし、彼自身のその後の研究ではこの結論が否定されている。Kilston and Knopoff (1983) は北緯 33° から 36° の南カリフォルニアの大きな地震が 12 時間、27 日および 18.6 年周期をもつことを述べている。また、中国の大きな地震を調べた Ding *et al.* (1983) も地球潮汐による応力との相関を報告している。最近では、1897 年から 1985 年までに発生した M7.5 以上の地震 541 個について Lopes *et al.* (1990) により地球潮汐との相関が報告されている。

一方相関が得られなかったものも数多く報告されている [Knopoff(1964), Shlien

& Toksöz(1970), Heaton(1982)]. これらの中で，解析の質がもっとも高いのは Heaton (1982) の研究である．世界中の地震 324 個のデータを使用し，地震の発震機構を考慮し，地球潮汐の直接項による断層面上でのせん断応力・法線応力と地震発生の関連を調べている．解析の結果は，前述のように，Heaton(1975)とは逆に地震発生と地球潮汐の関係を否定するものとなった．その理由として，データセットをいろいろ分類し特別なパターンを見出し，その後で位相選択性の検定を行うという手法をとったことにあるとした．以上のように，グローバルスケールの地震データからは地震発生と地球潮汐との関係は未だ決定的な結論が得られていない．むしろ，否定的な結果の方が優勢のように見える．

地震発生と地球潮汐の関係に関する従来の研究では，肯定的なものも含めいくつかの重要な要素が正しく考慮されていなかった．以下に述べる重要点をすべて満足する解析はまだ行われていない．第一に重要なのは，海洋潮汐荷重による地球潮汐間接項の影響を震源の深さで定量的に評価することである．間接項の定量化を含む研究は，鶴岡 (1992), Tsuruoka *et al.*(1995) によって初めて実現された．海域とその周辺の地震では間接項の効果が大きく，この評価を怠ると誤った結論を導くおそれがある．第二に，研究の多くは潮汐の半日潮 (M2, S2) との関連が調べられているが，すべての主要分潮を含む地球潮汐を取り扱う必要がある．とくに，中・高緯度においては日周潮成分も無視できない．第三は，地震の発生は，一種の破壊であり，応力に支配された現象であるから，地球潮汐による応力および歪に着目した解析を行う必要がある．重力・傾斜・ポテンシャルとの関連を調査するだけではその物理的なメカニズムを直接考察す

ることができない。最後の要素は、地震の発震機構を考慮しているかどうかである。地震は地殻の応力が増大し、破壊強度を超えた時に発生し、それまで蓄積された応力を解放する。地震はある断層にそってすべる現象であるので、解放される応力の成分は、直接にはせん断応力である。よって、地震発生に影響を与える応力成分としては断層面上でのせん断応力および法線応力がその候補としてあげられる。このような応力成分を計算するためには地震の発震機構を知っている必要がある。現在、応力のどの成分が地震の発生に影響を与えるかについてはまだ明らかでないが、どのような応力成分が関与しているかは地震の発震機構を考慮した解析によってのみ明らかにされる。

1-2 本研究の目的と意義

1-1節で指摘したように、地震発生と地球潮汐との関連に関するこれまでの研究は、多くの問題点をもっている。とくに、海洋潮汐荷重の影響を震源の深さで定量的に評価していないことが大きな弱点になっている。また、多くの研究では地震発生と地球潮汐との関連性が時間的に定常であると考えており、ある期間にのみ相関が得られても、全体として、相関がないために地球潮汐との関連が無いとしているものもある。しかし、応力レベルが十分高まったときに地震が発生するのであるから、潮汐のトリガー作用は、地震発生場における応力レベルの時間変化と密接に関係しているはずである。このような観点から、時間依存性についても詳細に解析を行う必要がある。

本研究の主たる目的は、テクトニックな応力場を考慮しつつ地震発生におけ

る地球潮汐の影響を詳細に調べ、そのトリガーの物理的メカニズムの理解を深めることにある。この目的を達成するために、上に述べた諸条件を満たす方法で、全世界の多数の地震データを用いた解析を進める。

第2章においては、地球潮汐現象の性質を述べ、さらに、その理論値の計算方法を記述する。また、観測値との比較を行い、その正当性を論じる。

第3章では、ハーバードCMT解を用いた、全世界における地震発生と地球潮汐との関連を解析した結果を示す。とくに、両者の相関の時間依存性および、テクトニックな応力場との関連性を考察する。

第4章では、岩石の室内実験で得られた摩擦構成則を用いて、地震発生における周期応力の影響を考察し、地球潮汐応力により地震がトリガーされる条件等を議論する。

第5章では、本研究の結論をまとめ、あわせて将来の課題を記す。

$$W = -\frac{GM}{r} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{a}{r}\right)^n P_n(\cos\theta) \quad (2-2)$$

が得られる。

a/r の値は月の場合で1/60程度以下であり、太陽の場合はもっと小さい値となる。そのため a/r の3次以上の項を省略して

$$\begin{aligned} W_2 &= -\frac{GMa^2}{r^3} P_2(\cos\theta) \\ &= -\frac{GMa^2}{2r^3} (3\cos^2\theta - 1) \end{aligned} \quad (2-3)$$

と近似できる。すなわち W は赤道面周回位置に分解したとき、 $n=2$ の項だけからなると考えてよい。天体の運行に伴って θ は周期的に変化するから W も同様に

2 地球潮汐

2-1 起潮力

図 2-1 において O を地球の中心, P を地球内部の任意の点, Q を質量 M の天体とする. $\overline{OP} = a$, $\overline{OQ} = d$, $\angle POQ = \psi$ とすれば, 天体による引力ポテンシャルは

$$\begin{aligned} W &= \frac{GM}{\sqrt{d^2 + a^2 - 2da \cos \psi}} \\ &= \frac{GM}{d} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{a}{d}\right)^n P_n(\cos \psi) \end{aligned} \quad (2-1)$$

と書き表される. ここで, G は万有引力定数, P_n はルジャンドル関数である.

地球中心においてポテンシャル 0, また働く引力が 0 となるように設定すると, 結局, 潮汐力ポテンシャルとして,

$$W = \frac{GM}{d} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{a}{d}\right)^n P_n(\cos \psi) \quad (2-2)$$

が得られる.

a/d の値は月の場合で $1/60$ 程度以下であり, 太陽の場合はもっと小さい値となる. そのため a/d の 3 次以上の項を省略して

$$\begin{aligned} W_2 &= \frac{GMa^2}{d^3} P_2(\cos \psi) \\ &= \frac{GMa^2}{2d^3} (3 \cos^2 \psi - 1) \end{aligned} \quad (2-3)$$

と近似できる. すなわち W は球面調和関数に分解したとき, $n=2$ の項だけからなると考えてよい. 天体の運行に伴って ψ は周期的に変化するので W も周期

的に変化する。天体Qの位置を地球天文学における赤道座標系を用いると $\cos \psi$

は、観測点Pの緯度 ϕ 、天体Qの赤緯 δ 、赤経差 H を用いて

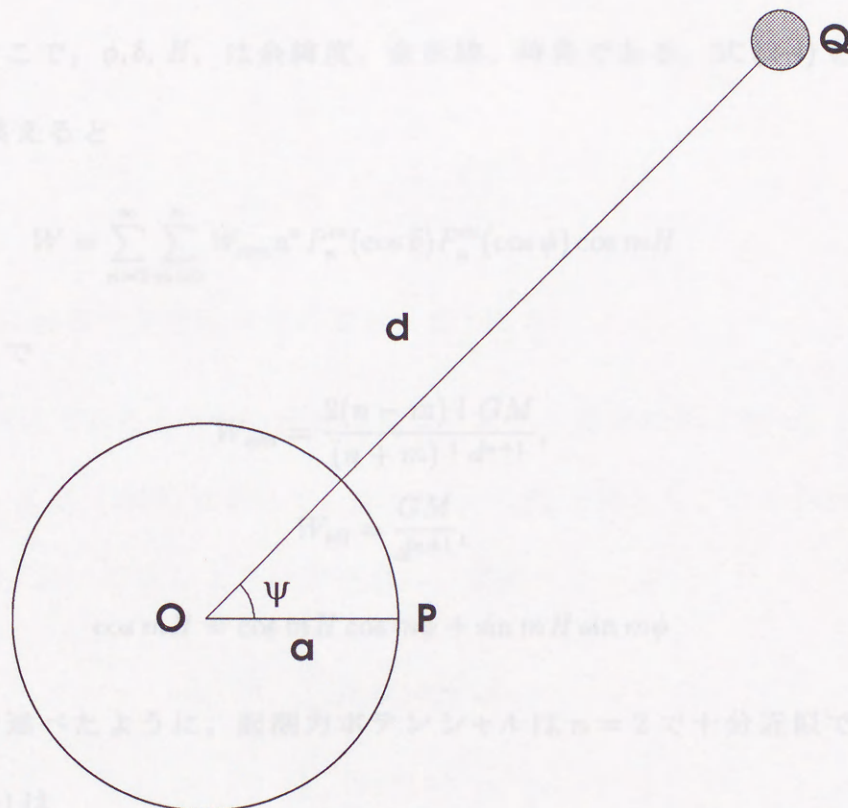
$$\cos \psi = \cos \phi \cos \delta + \sin \phi \sin \delta \cos H \quad (2-4)$$

と表れる。ここで、 ϕ, δ, H は余緯度、余赤緯、時角である。式(2-4)を用いて

(2-2)を書き換えると

$$W = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n W_{nm} a^n P_n^m(\cos \delta) P_n^m(\cos \phi) \cos mH \quad (2-5)$$

となる。ここで



である。上で述べたように、重力ポテンシャルは $n=2$ で十分近似できるの

で、式(2-5)は

$$W_2 = \frac{3}{4} GM \frac{a^2}{d^3} \times \left[\cos^2 \delta \cos^2 \psi + \cos 2\delta + \sin 2\delta \sin 2\psi \cos H + H^2 \cos^2 \delta \sin^2 \psi \right] \quad (2-6)$$

図2-1 地球の中心Oと天体Qに対する観測点Pの幾何学的関係.

となる。以後、重力ポテンシャルは、この式によって計算する。式(2-6)の第

1項は赤道周期、第2項は2周期、第3項は長周期に対応する。(2-6)式から

明らかなように、それぞれの項は緯度依存性があり、第1項は赤道で一番大

的に変化する。天体 Q の位置を球面天文学における赤道座標系を用いると $\cos \psi$ は

$$\cos \psi = \cos \phi \cos \delta + \sin \phi \sin \delta \cos H \quad (2-4)$$

と書ける。ここで、 ϕ, δ, H は余緯度、余赤緯、時角である。式 (2-4) を用いて (2-2) を書き換えると

$$W = \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^n W_{nm} a^n P_n^m(\cos \delta) P_n^m(\cos \phi) \cos mH \quad (2-5)$$

となる。ここで

$$W_{nm} = \frac{2(n-m)! GM}{(n+m)! d^{n+1}},$$

$$W_{n0} = \frac{GM}{d^{n+1}},$$

$$\cos mH = \cos mH \cos m\phi + \sin mH \sin m\phi$$

である。上で述べたように、起潮力ポテンシャルは $n=2$ で十分近似できるので、結局 (2-5) は

$$W_2 = \frac{3}{4} GM \frac{a^2}{d^3} \times \left[\cos^2 \phi \cos^2 \delta \cos 2H + \right. \\ \left. \sin 2\phi \sin 2\delta \cos H + \right. \\ \left. 3\left(\sin^2 \phi - \frac{1}{3}\right)\left(\sin^2 \delta - \frac{1}{3}\right) \right] \quad (2-6)$$

となる。以後、起潮力ポテンシャルは、この式によって計算する。式 (2-6) の第 1 項は半日周期、第 2 項は日周期、第 3 項は長周期潮に対応する。(2-6) 式から明らかなように、それぞれの振幅は緯度依存性があり、第 1 項は赤道で一番大

きく，第2項は中緯度で大きい．このように潮汐力ポテンシャルは時々刻々と変化し，緯度依存性が存在する．起潮力ポテンシャルを用いて鉛直・南北・東西方向の潮汐力は以下のように記述できる．

$$\begin{aligned} f_r &= -\frac{\partial W}{\partial a}, \\ f_\theta &= -\frac{1}{a} \frac{\partial W}{\partial \theta}, \\ f_\phi &= -\frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial W}{\partial \phi}. \end{aligned} \quad (2-7)$$

2-2 起潮力に起因する地球内部の変位・歪・応力

地球は弾性体であるために，潮汐力により変形し地球内部に歪・応力が生じる．Alterman *et al.* (1959) に従って， $y_i (i=1, \dots, 6)$ を導入し，この弾性変形による変位，歪，応力は次のように表される．変位ベクトル：

$$\begin{aligned} u_r &= \sum_{n=2}^{\infty} [y_1(r; n) W_n], \\ u_\theta &= \sum_{n=2}^{\infty} \left[y_3(r; n) \frac{\partial W_n}{\partial \theta} \right], \\ u_\phi &= \sum_{n=2}^{\infty} \left[y_3(r; n) \frac{\partial W_n}{\sin \theta \partial \phi} \right]. \end{aligned} \quad (2-8)$$

歪テンソル：

$$\begin{aligned} \epsilon_{rr} &= \sum_{n=2}^{\infty} \left[\frac{dy_1(r; n)}{dr} W_n \right], \\ \epsilon_{\theta\theta} &= \sum_{n=2}^{\infty} \left[\frac{y_1(r; n)}{r} W_n + \frac{y_3(r; n)}{r} W_n \right], \\ \epsilon_{\phi\phi} &= \sum_{n=2}^{\infty} \left[\frac{y_1(r; n)}{r} W_n + \frac{y_3(r; n) \cot \theta}{r} \frac{\partial W_n}{\partial \theta} + \frac{y_3(r; n)}{r \sin \theta} \frac{\partial^2 W_n}{\partial^2 \phi} \right], \\ 2\epsilon_{r\theta} &= \sum_{n=2}^{\infty} \left[\frac{y_4(r; n)}{\mu} \frac{\partial W_n}{\partial \theta} \right], \end{aligned} \quad (2-9)$$

$$2\epsilon_{\theta\phi} = \sum_{n=2}^{\infty} \left[\frac{2y_3(r; n)}{r \sin \theta} \left(\frac{\partial^2 W_n}{\partial \theta \partial \phi} - \cot \theta \frac{\partial W_n}{\partial \phi} \right) \right],$$

$$2\epsilon_{r\phi} = \sum_{n=2}^{\infty} \left[\frac{y_4(r; n)}{\mu} \frac{\partial W_n}{\sin \theta \partial \phi} \right].$$

応力テンソル:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= \sum_{n=2}^{\infty} [y_2(r; n) W_n], \\ \sigma_{\theta\theta} &= \sum_{n=2}^{\infty} \left[\left\{ \lambda \frac{dy_1(r; n)}{dr} + \frac{2(\lambda + \mu)}{r} y_1(r; n) - \frac{n(n+1)(\lambda + 2\mu)}{r} y_3(r; n) \right\} W_n \right. \\ &\quad \left. - \frac{2\mu y_3(r; n)}{r} \left(\cot \theta \frac{\partial W_n}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 W_n}{\partial \phi^2} \right) \right], \\ \sigma_{\phi\phi} &= \sum_{n=2}^{\infty} \left[\left\{ \lambda \frac{dy_1(r; n)}{dr} + \frac{2(\lambda + \mu)}{r} y_1(r; n) - \frac{n(n+1)(\lambda + 2\mu)}{r} y_3(r; n) \right\} W_n \right. \\ &\quad \left. - \frac{2\mu y_3(r; n)}{r} \frac{\partial^2 W_n}{\partial \theta^2} \right], \quad (2-10) \\ 2\sigma_{r\theta} &= \sum_{n=2}^{\infty} \left[y_4(r; n) \frac{\partial W_n}{\partial \theta} \right], \\ 2\sigma_{\theta\phi} &= \sum_{n=2}^{\infty} \left[\frac{2\mu y_3(r; n)}{r \sin \theta} \left(\frac{\partial^2 W_n}{\partial \theta \partial \phi} - \cot \theta \frac{\partial W_n}{\partial \phi} \right) \right], \\ 2\sigma_{r\phi} &= \sum_{n=2}^{\infty} \left[y_4(r; n) \frac{\partial W_n}{\sin \theta \partial \phi} \right]. \end{aligned}$$

ここに現れている y_1, y_2, y_3, y_4 はラブ・志田定数に対応するもので、地球内部の弾性定数の分布から得られる。

2-3 海洋潮汐荷重による生じる地球内部の変位・歪・応力

2-3-1 ビジネスク問題

半無限均質媒質に点荷重がかかったときにこれがどのような変形をするかという問題はビジネスク問題として知られている。円筒座表系 (r, θ, z) を用いて、

鉛直方向の変位 u , 水平方向の変位 v は以下の式で表される [Farrell (1972)].

$$u(z, r) = -\frac{1}{4\pi\mu R} \left(\frac{\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu} + \frac{z^2}{R^2} \right), \quad (2-11)$$

$$v(z, r) = -\frac{1}{\lambda + \mu} \frac{1}{r} \left(1 + \frac{z}{R} + \frac{\lambda + \mu}{\mu} \frac{r^2 z}{R^3} \right). \quad (2-12)$$

ここで

$$R^2 = r^2 + z^2.$$

歪・応力はこれらを微分して求めることができる.

2-3-2 PREM 地球モデルに対する表面点荷重による変位・歪・応力のグリーン関数

ビジネスク問題は半無限均質に対する応答であり, 実際の地球の応答は球対称の成層構造で記述する必要がある.

球座標系 (r, Θ, Φ) に対する表面点荷重の応答は, 各モードに対する応答を重みをつけ重ねあわせることによって表現できる. まず, 表面点荷重に対するポテンシャルは

$$\begin{aligned} S &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1)}{4\pi a^2} P_n(\cos \Theta) \\ &= \frac{ag_0(a)}{m_e} \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1)}{4\pi Ga} P_n(\cos \Theta) \right] \end{aligned} \quad (2-13)$$

である [Farrell (1972)]. 荷重は Φ 成分には対称であるから u_Φ は 0 となる. 変位, 応力の各成分は

$$u_r^G(r, \Theta) = \frac{ag_0(a)}{m_e} \sum_{n=0}^{\infty} y_1(r; n) P_n(\cos \Theta),$$

$$\begin{aligned}
u_{\Theta}^G(r, \Theta) &= \frac{ag_0(a)}{m_e} \sum_{n=0}^{\infty} y_3(r; n) \frac{\partial P_n(\cos \Theta)}{\partial \Theta}, \\
\sigma_{rr}^G(r, \Theta) &= \frac{ag_0(a)}{m_e} \sum_{n=0}^{\infty} y_2(r; n) P_n(\cos \Theta), \\
\sigma_{r\Theta}^G(r, \Theta) &= \frac{ag_0(a)}{m_e} \sum_{n=0}^{\infty} y_4(r; n) \frac{\partial P_n(\cos \Theta)}{\partial \Theta}
\end{aligned} \tag{2-14}$$

である。歪のテンソルは、

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{\Theta\Theta}^G &= \frac{ag_0(a)}{m_e} \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{y_1(r; n)}{r} P_n(\cos \Theta) + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{y_3(r; n)}{r} \frac{\partial^2 P_n(\cos \Theta)}{\partial^2 \Theta} \right], \\
\varepsilon_{\Phi\Phi}^G &= \frac{ag_0(a)}{m_e} \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{y_1(r; n)}{r} P_n(\cos \Theta) + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{y_3(r; n)}{r} \cot \Theta \frac{\partial P_n(\cos \Theta)}{\partial \Theta} \right], \\
\varepsilon_{r\Theta}^G &= \frac{ag_0(a)}{m_e} \frac{1}{2\mu} \sum_{n=0}^{\infty} y_4(r; n) \frac{\partial P_n(\cos \Theta)}{\partial \Theta}, \\
\varepsilon_{rr}^G &= -\frac{\sigma_{rr}}{\lambda + 2\mu} + \frac{\lambda}{\lambda + 2\mu} (\varepsilon_{\Theta\Theta}^G + \varepsilon_{\Phi\Phi}^G)
\end{aligned} \tag{2-15}$$

となる。

図2-2から図2-7に、 $u_r^G, u_{\Theta}^G, \varepsilon_{\Theta\Theta}^G, \varepsilon_{\Phi\Phi}^G, \varepsilon_{rr}^G, \varepsilon_{r\Theta}^G$ の深さ 0km, 10km, 50km, 100km についての計算結果を示す。図は弾性定数に地球モデルの最上層の値を採用した地表でのビジネス解を用いて規格化してある。なお、使用したモデルは2-4-4節で述べる。鉛直方向変位、水平方向変位、歪テンソルにおける規格化関数は

$$\begin{aligned}
u^*(\Theta) &= \frac{Gh'_{\infty}}{g_0(a)(a\Theta)}, \\
v^*(\Theta) &= -\frac{Gl'_{\infty}}{g_0(a)(a\Theta)}, \\
\varepsilon^*(\Theta) &= \frac{Gl'_{\infty}}{g_0(a)(a\Theta)^2}
\end{aligned} \tag{2-16}$$

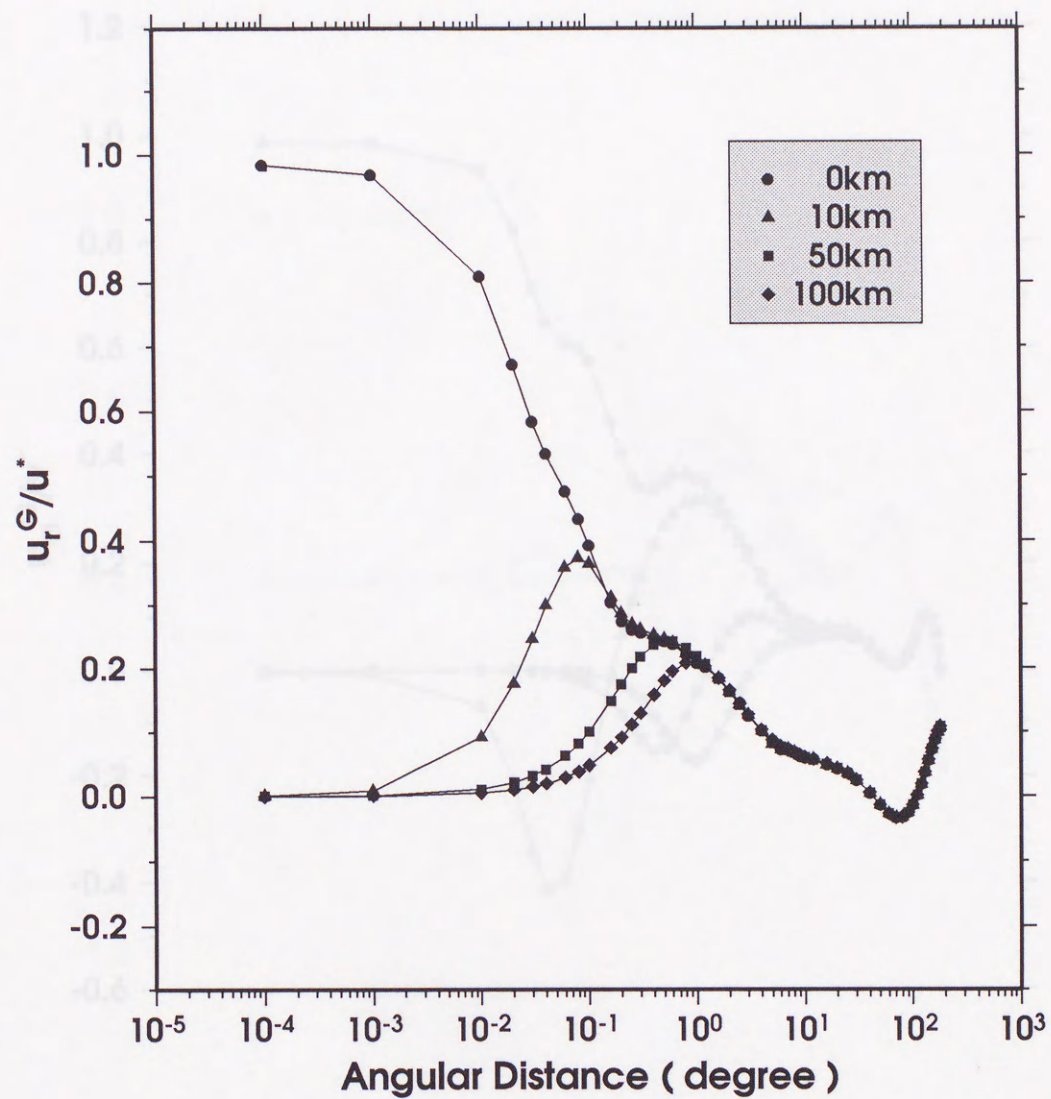


図 2-2 表面点荷重における鉛直変位のグリーン関数. 表層でのビジネスク解 $u^*(\Theta)$ (Θ は角距離) によって規格化されている.

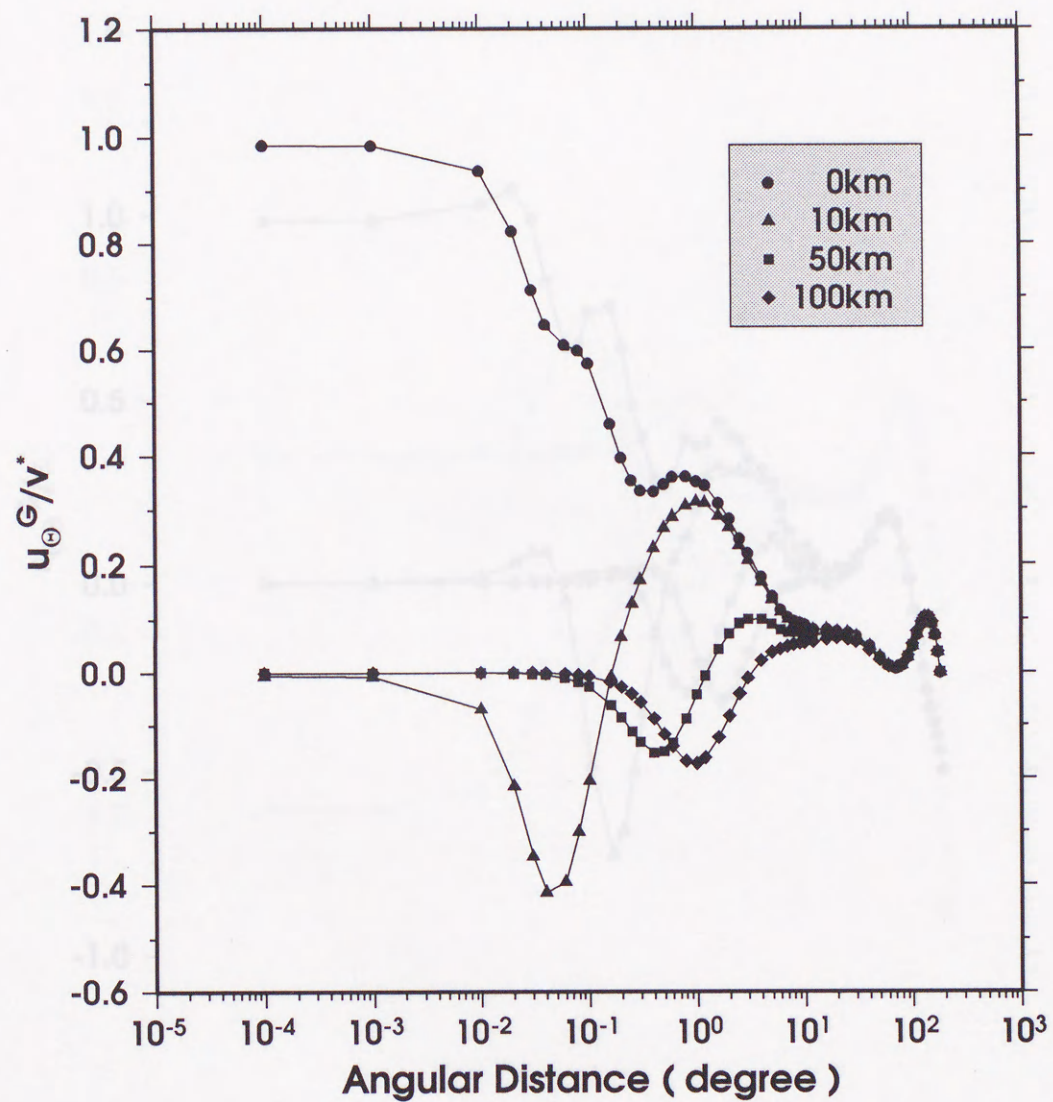


図 2-3 表面点荷重における水平方向変位のグリーン関数. 表層でのビジネス
ク解 $v^*(\Theta)$ (Θ は角距離) によって規格化されている.

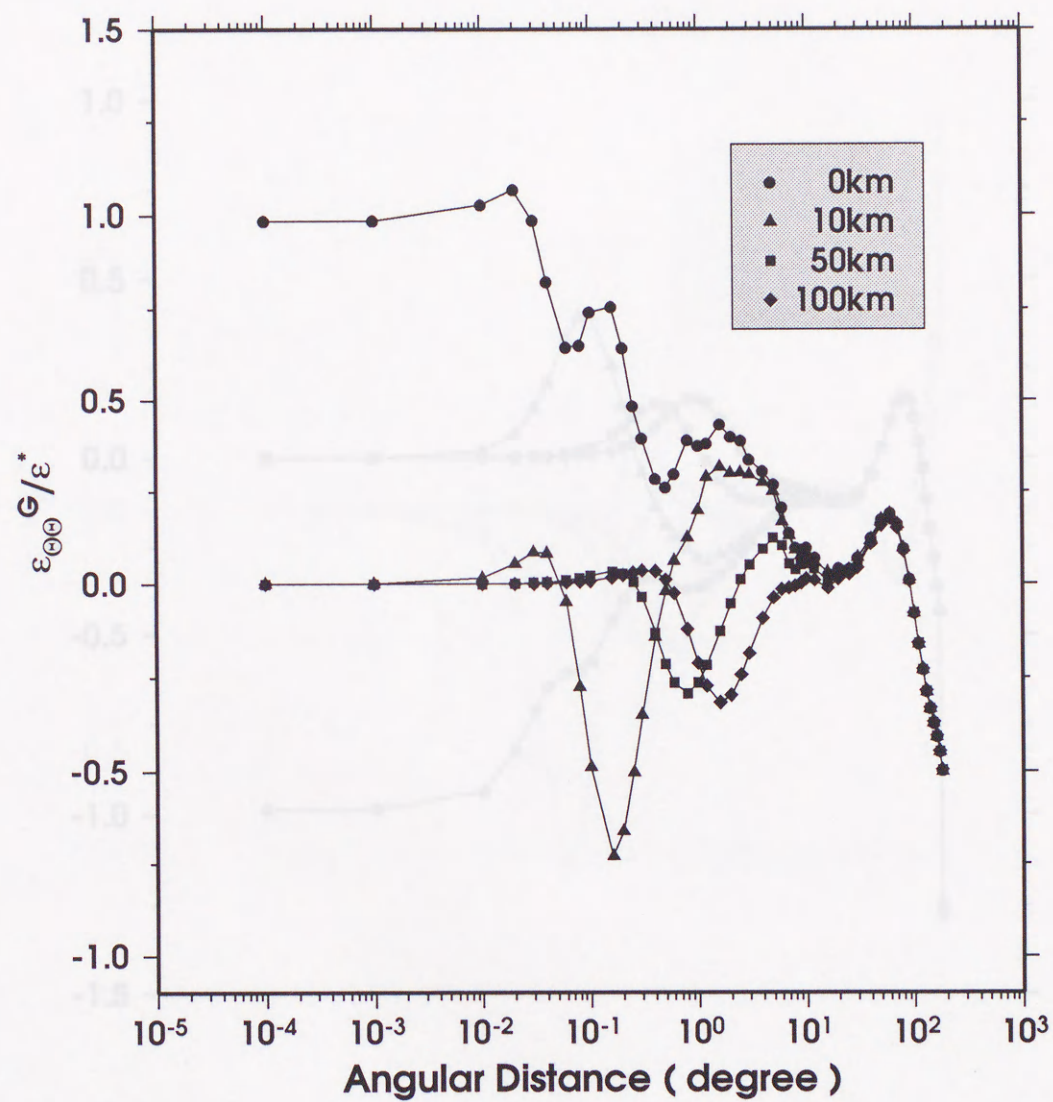


図 2-4 表面点荷重における $\varepsilon_{\theta\theta}$ のグリーン関数. 表層でのビジネス解 $\varepsilon^*(\theta)$ (θ は角距離)によって規格化されている.

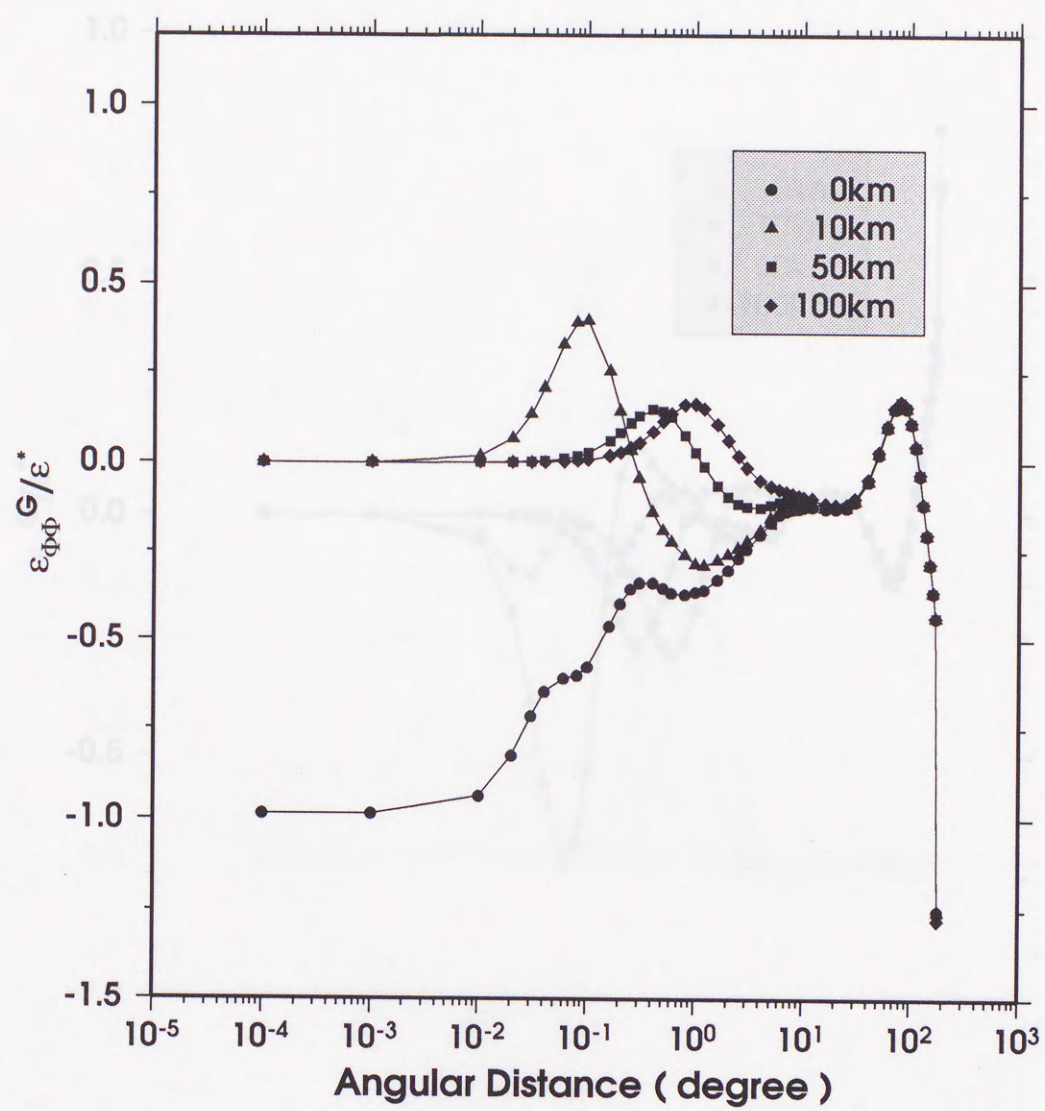


図 2-5 表面点荷重における $\epsilon_{\Phi\Phi}$ のグリーン関数. 表層でのビジネス解 $\epsilon^*(\Theta)$ (Θ は角距離)によって規格化されている.

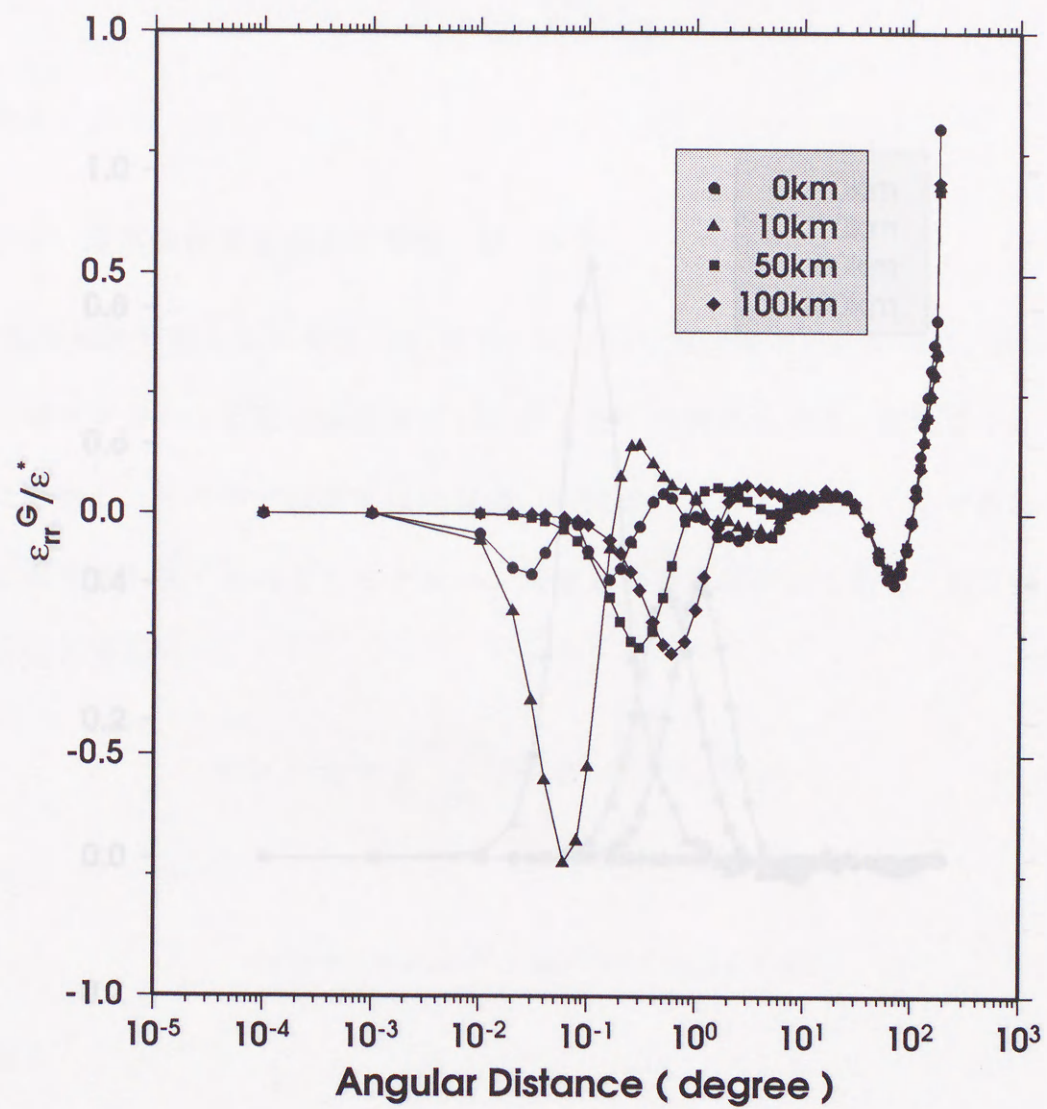


図 2-6 表面点荷重における ε_{rr} のグリーン関数. 表層でのビジネス解 $\varepsilon^*(\theta)$ (θ は角距離)によって規格化されている.

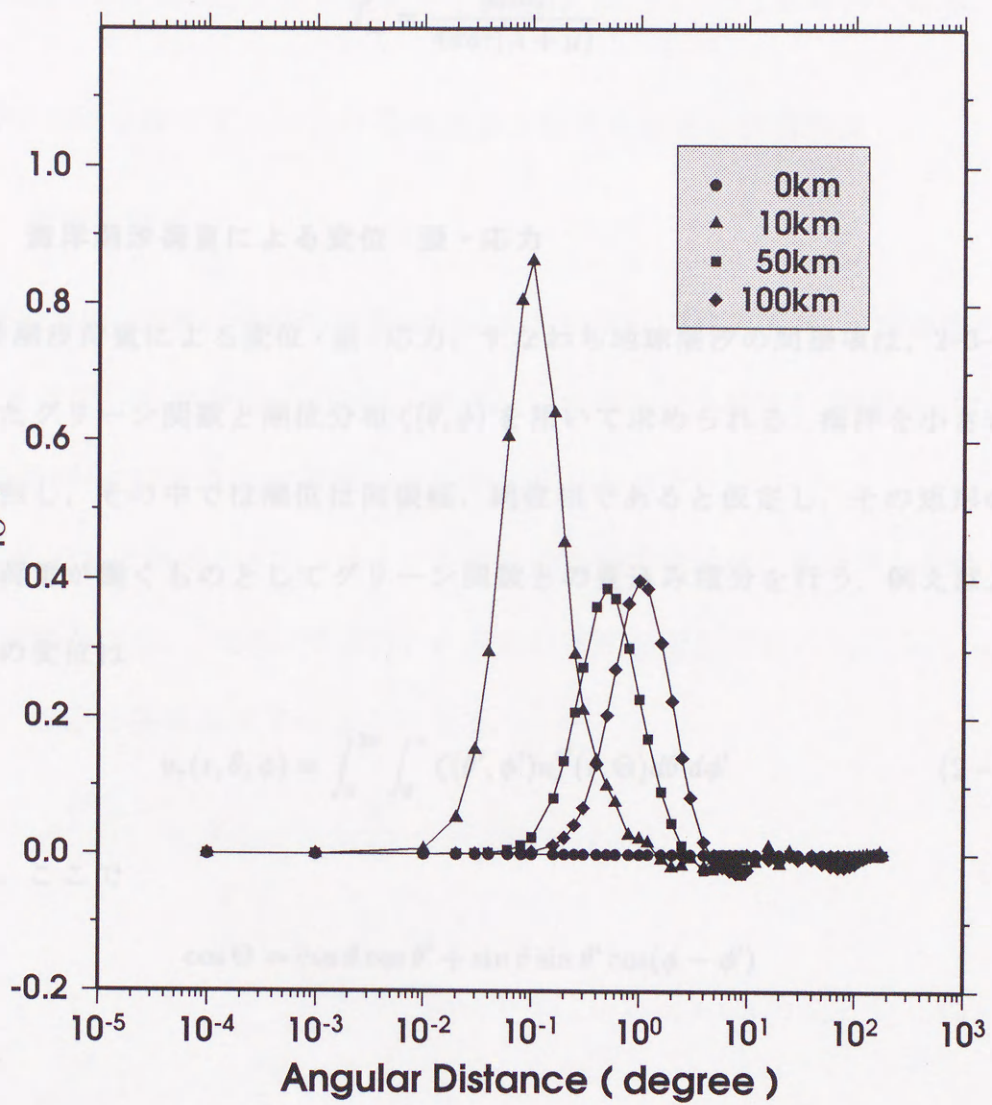


図 2-7 表面点荷重における $\epsilon_{r\theta}$ のグリーン関数. 表層でのビジネス解 $\epsilon^*(\theta)$ (θ は角距離)によって規格化されている.

を用いた。ここで、

$$h'_{\infty} = -\frac{g_0 m_e}{4\pi a^2(\lambda + \mu)} \frac{\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu}$$

$$l'_{\infty} = \frac{g_0 m_e}{4\pi a^2(\lambda + \mu)}$$

である。

2-3-3 海洋潮汐荷重による変位・歪・応力

海洋潮汐荷重による変位・歪・応力，すなわち地球潮汐の間接項は，2-3-2 小節で得たグリーン関数と潮位分布 $\zeta(\theta, \phi)$ を用いて求められる。海洋を小さい矩形に分割し，その中では潮位は同振幅，同位相であると仮定し，その矩形の中心に点荷重が働くものとしてグリーン関数との畳込み積分を行う。例えば，鉛直方向の変位は

$$u_r(r, \theta, \phi) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \zeta(\theta', \phi') u_r^G(r, \Theta) d\theta' d\phi' \quad (2-17)$$

となる。ここで

$$\cos \Theta = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\phi - \phi')$$

である。

海域の分割については，固体潮汐・海洋潮汐荷重計算プログラム GOTIC [Sato and Hanada (1984)] に従い，理論値を計算する場所を中心に $7^\circ \times 7^\circ$ の範囲では緯度方向が $5'$ ，経度方向が $7.5'$ に，それより遠い範囲では緯度方向・経度方向ともに 1° の領域に分割して計算を行った。また分割内した区域内に陸が含まれる場合はその矩形内での海の面積を考慮した計算を行った。全世界の海洋潮位

分布として Schwiderski (1980, 1981) のモデルを用いた。これは主要 9 分潮 (M2, S2, K1, O1, N2, P1, K2, Q1, Mf) からなる。日本海においては Tsukamoto and Nakagawa (1978, 1980) による潮位モデル (M2, S2, K1, O1) を用いている。

2-4 PREM 地球モデルにおける外力および荷重応答の計算方法

2-4-1 運動方程式

本研究では、地球の弾性的性質を記述する密度 ρ , P 波速度 V_p , S 波速度 V_s (またはラメ定数 λ, μ) が地球中心からの距離 r に依存し、余緯度 θ , 経度 ϕ に依存しない球対称かつ自己重力を考慮した地球モデルを扱う。

地球モデルにおけるスフェロイダル変形の運動方程式は、地球中心を原点とする球座標系では、 r 方向、 θ 方向、 ϕ 方向の変位をそれぞれ u_r, u_θ, u_ϕ とすると、運動方程式は以下ようになる：

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} = & \rho_0 g_0 \Delta + \rho_0 \frac{\partial \Psi}{\partial r} - \rho_0 \frac{\partial}{\partial r} (g_0 u_r) \\ & + \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda \Delta + 2\mu \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) + \frac{\mu}{r} \frac{\partial \varepsilon_{r\theta}}{\partial \theta} \\ & + \frac{\mu}{r \sin \theta} \frac{\partial \varepsilon_{\phi r}}{\partial \phi} + \frac{\mu}{r} (4\varepsilon_{rr} - 2\varepsilon_{\theta\theta} - 2\varepsilon_{\phi\phi} + \cot \theta \varepsilon_{r\theta}), \end{aligned} \quad (2-18)$$

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial t^2} = & \frac{\rho_0}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial r} (\mu \varepsilon_{r\theta}) \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (-\rho_0 g_0 u_r + \lambda \Delta + 2\mu \varepsilon_{\theta\theta}) + \frac{\mu}{r \sin \theta} \frac{\partial \varepsilon_{\theta\phi}}{\partial \phi} \\ & + \frac{\mu}{r} \left[2 \cot \theta \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} - \frac{u_\theta}{r} \cot \theta - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} \right) + 3\varepsilon_{r\theta} \right], \end{aligned} \quad (2-19)$$

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial^2 u_\phi}{\partial t^2} = & \frac{\rho_0}{r \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \phi} + \frac{\partial}{\partial r} (\mu \varepsilon_{\phi r}) + \frac{\mu}{r} \frac{\partial \varepsilon_{\theta\phi}}{\partial \theta} \\ & + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (-\rho_0 g_0 u_r + \lambda \Delta + 2\mu \varepsilon_{\phi\phi}) \end{aligned}$$

$$+ \frac{3\mu}{r} \varepsilon_{\phi r} + \frac{2\mu}{r} \cot \theta \varepsilon_{\theta \phi}. \quad (2-20)$$

ここで $\rho_0(r)$ は変形前の密度分布, $g_0(r)$ は変形前の重力加速度, $\lambda(r)$, $\mu(r)$ はラメの定数, Ψ は重力ポテンシャルにおける摂動, そして Δ は

$$\Delta = \text{div} \mathbf{u} = \frac{\partial u_r}{\partial r} + 2 \frac{u_r}{r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (u_\theta \sin \theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} \quad (2-21)$$

である. ε_{rr} , $\varepsilon_{\theta\theta}$, $\varepsilon_{\phi\phi}$, $\varepsilon_{r\theta}$, $\varepsilon_{\theta\phi}$, $\varepsilon_{\phi r}$ は歪の各要素であり, 変位を用いて

$$\begin{aligned} \varepsilon_{rr} &= \frac{\partial u_r}{\partial r}, & \varepsilon_{\theta\theta} &= \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r} \\ \varepsilon_{\phi\phi} &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} + \frac{u_r}{r} + \frac{u_\theta}{r} \cot \theta, \\ 2\varepsilon_{r\theta} &= \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \\ 2\varepsilon_{\theta\phi} &= \frac{1}{r} \frac{\partial u_\phi}{\partial \theta} - \frac{u_\phi}{r} \cot \theta + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\theta}{\partial \phi} \\ 2\varepsilon_{\phi r} &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_r}{\partial \phi} + \frac{\partial u_\phi}{\partial r} - \frac{u_\phi}{r} \end{aligned} \quad (2-22)$$

と書き表される. 重力ポテンシャルの摂動 Ψ はポアソン方程式:

$$\nabla^2 \Psi = 4\pi G \left(\rho_0 \Delta + u_r \frac{\partial \rho_0}{\partial r} \right) \quad (2-23)$$

を満たす. G はニュートンの重力定数 ($6.672 \times 10^{-11} \text{ m}^3/(\text{kg} \cdot \text{s}^2)$) である.

2-4-2 数値積分の方法

地球表面及び地球内部での変位, 歪, 応力を解析的に解くことは難しいので, 運動方程式, 境界条件を満たすように数値積分を実行する必要がある.

地球モデルとして球対称を仮定すると (θ, ϕ) に関しては球面調和関数で分

離でき、 r のみの1次元の問題に帰着される。スフェロイダル変形は

$$\begin{aligned} u_r &= U(r) \cdot A \cdot Y_n(\theta, \phi), \\ u_\theta &= V(r) \cdot A \cdot \frac{\partial Y_n(\theta, \phi)}{\partial \theta}, \\ u_\phi &= V(r) \cdot A \cdot \frac{\partial Y_n(\theta, \phi)}{\sin \theta \partial \phi} \end{aligned} \quad (2-24)$$

の変位で記述される。 A は定数、 Y は球面調和関数、 U 、 V は r のみに依存する関数で、ここでは角周波数 ω の共通の時間因子 $\exp(-i\omega t)$ は省いている。さらに発散、重力ポテンシャルの摂動を

$$\begin{aligned} \Delta &= X(r) \cdot A \cdot Y_n(\theta, \phi), \\ \Psi &= K(r) \cdot A \cdot Y_n(\theta, \phi), \\ X &= \frac{dU}{dr} + \frac{2}{r}U - \frac{n(n+1)}{r}V \end{aligned} \quad (2-25)$$

で与える。(2-24), (2-25)を(2-18), (2-19), (2-20)に代入して,

$$\begin{aligned} \rho_0 \omega^2 U &+ \rho_0 \frac{dK}{dr} + \rho_0 g_0 X - \rho_0 \frac{d}{dr} (g_0 U) + \frac{d}{dr} \left(\lambda X + 2\mu \frac{dU}{dr} \right) \\ &+ \frac{\mu}{r^2} \left[4 \frac{dU}{dr} r - 4U + n(n+1)(-U - r \frac{dV}{dr} + 3V) \right] = 0, \end{aligned} \quad (2-26)$$

$$\begin{aligned} \rho_0 \omega^2 V r + \rho_0 K &- \rho_0 g_0 U + \lambda X + r \frac{d}{dr} \left[\mu \left(\frac{dV}{dr} + \frac{U}{r} - \frac{V}{r} \right) \right] \\ &+ \frac{\mu}{r} \left[5U + 3r \frac{dV}{dr} - V - 2n(n+1)V \right] = 0 \end{aligned} \quad (2-27)$$

を得る。また、(2-25)式から

$$\frac{d^2 K}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dK}{dr} - \frac{n(n+1)}{r^2} K = 4\pi G \left(\frac{d\rho_0}{dr} U + \rho_0 X \right). \quad (2-28)$$

式 (2-26), (2-27), (2-28) は U, V, K に対する 2 階の微分方程式であり, これらを境界条件のもとで解く. Saito (1974) に従い以下のように $y_i (i = 1, \dots, 6)$ を変数 U, V, X, K で表現すると

$$\begin{aligned} y_1 &= U, & y_2 &= \lambda X + 2\mu \frac{dU}{dr}, \\ y_3 &= V, & y_4 &= \mu \left(\frac{dV}{dr} + \frac{U}{r} - \frac{V}{r} \right), \\ y_5 &= K, & y_6 &= \frac{dK}{dr} - 4\pi G \rho_0 U + \frac{n+1}{r} K. \end{aligned} \quad (2-29)$$

(2-29) 式の y_6 を導入することによって境界条件を簡単に表すことができる. このようにして微分方程式 (2-26), (2-27), (2-28) は 6 つの 1 階の微分方程式となり, 以下のように簡単に表現できる:

$$\begin{aligned} \frac{dy_1}{dr} &= -\frac{2\lambda}{\lambda+2\mu} \frac{1}{r} y_1 + \frac{1}{\lambda+2\mu} y_2 + \frac{\lambda}{\lambda+2\mu} \frac{n(n+1)}{r} y_3, \\ \frac{dy_2}{dr} &= \left[-\rho_0 \omega^2 - \frac{4\rho_0 g_0}{r} + \frac{4\mu(3\lambda+2\mu)}{\lambda+2\mu} \frac{1}{r^2} \right] y_1 - \frac{4\mu}{\lambda+2\mu} \frac{1}{r} y_2 \\ &\quad + \left[\frac{\rho_0 g_0 n(n+1)}{r} - \frac{2\mu(3\lambda+2\mu)}{\lambda+2\mu} \frac{n(n+1)}{r^2} \right] y_3 \\ &\quad + \frac{n(n+1)}{r} y_4 + \frac{\rho_0(n+1)}{r} y_5 - \rho y_6, \\ \frac{dy_3}{dr} &= -\frac{1}{r} y_1 + \frac{1}{r} y_3 + \frac{1}{\mu} y_4, \\ \frac{dy_4}{dr} &= \left[\frac{\rho_0 g_0}{r} - \frac{2\mu(3\lambda+2\mu)}{\lambda+2\mu} \frac{1}{r^2} \right] y_1 - \frac{\lambda}{\lambda+2\mu} \frac{1}{r} y_2 \\ &\quad + \left[-\rho_0 \omega^2 + \frac{4\mu(\lambda+\mu)}{\lambda+2\mu} \frac{n(n+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{r^2} \right] y_3 - \frac{3}{r} y_4 - \frac{\rho_0}{r} y_5, \\ \frac{dy_5}{dr} &= 4\pi G \rho_0 y_1 - \frac{n+1}{r} y_5 + y_6, \\ \frac{dy_6}{dr} &= \frac{4\pi G \rho_0(n+1)}{r} y_1 - \frac{4\pi G \rho_0 n(n+1)}{r} y_3 + \frac{n-1}{r} y_6. \end{aligned} \quad (2-30)$$

以上の式は，マントル，内核に対して使われる．液体である外核においては

$$\mu = 0, \quad y_2 = \lambda X, \quad y_4 = 0 \quad (2-31)$$

であるので， $\omega \neq 0$ のときには，

$$\begin{aligned} \frac{dy_1}{dr} &= \left[-\frac{2}{r} + \frac{n(n+1)g_0}{\omega^2 r^2} \right] y_1 + \left[\frac{1}{\lambda} - \frac{n(n+1)}{\rho_0 \omega^2 r^2} \right] y_2 - \frac{n(n+1)}{\omega^2 r^2} y_5, \\ \frac{dy_2}{dr} &= \left[-\rho_0 \omega^2 - \frac{4\rho_0 g_0}{r} + \frac{n(n+1)\rho_0 g_0^2}{\omega^2 r^2} \right] y_1 - \frac{n(n+1)g_0}{\omega^2 r^2} y_2 \\ &\quad + \left[\frac{\rho_0(n+1)}{r} - \frac{n(n+1)\rho_0 g_0}{\omega^2 r^2} \right] y_5 - \rho_0 y_6, \\ y_3 &= \frac{1}{\omega^2 r} \left(g_0 y_1 - \frac{1}{\rho_0} y_2 - y_5 \right), \quad \frac{dy_4}{dr} \equiv y_4 \equiv 0, \\ \frac{dy_5}{dr} &= 4\pi G \rho_0 y_1 - \frac{n+1}{r} y_5 + y_6, \\ \frac{dy_6}{dr} &= \frac{4\pi G \rho_0 (n+1)}{r} y_1 - \frac{4\pi G \rho_0 n(n+1)}{r} y_3 + \frac{n-1}{r} y_6 \end{aligned} \quad (2-32)$$

となる．

2-4-3 境界条件及び数値積分

まず，地球に外力が作用し，表面荷重がない場合について考える．地表 ($r = a$) では $\sigma_{rr} = \sigma_{r\theta} = \sigma_{r\phi} = 0$ であるから

$$y_2(a) = y_4(a) = 0 \quad (2-33)$$

である． Ψ は n 次の外力によるポテンシャル Ψ_t とそれに対する変形によるポテンシャル Ψ_d の和である． Ψ_t は

$$\Psi_t = \left(\frac{r}{a} \right)^n Y_n(\theta, \phi)$$

の形を持つ。したがって、

$$\Psi_d = \begin{cases} \left[y_5(r) - \left(\frac{r}{a}\right)^n \right] Y_n(\theta, \phi), & r \leq a \\ k_n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} Y_n(\theta, \phi), & r \geq a \end{cases} \quad (2-34)$$

で表される。式(2-34)を境界条件

$$\left(\frac{\partial \Psi_d}{\partial r} - 4\pi G \rho_0 u_r \right)_{\text{内部}} = \left(\frac{\partial \Psi_d}{\partial r} \right)_{\text{外部}} \quad (2-35)$$

に代入し、

$$y_6(a; n) = \frac{2n+1}{a} \quad (2-36)$$

を得る。

地球内部の境界面 ($r = r_0$) では、応力、歪、ポテンシャルの連続性から、すべての $y_i(r_0)$ ($i = 1 \sim 6$) について、境界条件

$$(y_i(r_0))_{\text{内部}} = (y_i(r_0))_{\text{外部}} \quad (2-37)$$

が成立する。

地球の中心 $r = 0$ では、変位 $u_r = u_\theta = u_\phi = 0$ および $\Psi = 0$ によって

$$y_1(0) = y_3(0) = y_5(0) = 0 \quad (2-38)$$

が成立する。

表面荷重が作用する場合にも (2-30), (2-32) 式が成立する。この場合、 n 次の荷重を σ_n として、 $r = a$ において

$$\sigma_{rr} = -g_0(a) \sigma_n(\theta, \phi) \quad (2-39)$$

である。ここで

$$\sigma_n(\theta, \phi) = \frac{2n+1}{4\pi Ga} Y_n \quad (2-40)$$

と書くものとする。境界条件として

$$y_2 = -\frac{2n+1}{4\pi Ga} g_0(a) \quad (2-41)$$

を得る。また、 $\sigma_{r\theta} = \sigma_{r\phi} = 0$ より

$$y_4(a) = 0 \quad (2-42)$$

である。

荷重によるポテンシャルは

$$\Psi_l = \begin{cases} \left(\frac{r}{a}\right)^n Y_n(\theta, \phi) & r \leq a \\ \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} Y_n(\theta, \phi) & r \geq a \end{cases} \quad (2-43)$$

であるから、外力の時と同様に

$$\Psi_d = \begin{cases} \left[y_5(r) - \left(\frac{r}{a}\right)^n \right] Y_n(\theta, \phi) & r \leq a \\ k'_n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} Y_n(\theta, \phi) & r \geq a \end{cases} \quad (2-44)$$

である。この境界条件によって

$$y_6(a; n) = \frac{2n+1}{a} \quad (2-45)$$

である。

次に、具体的にどのように数値積分を実行するかについて述べる。まず、地球の核が固体であるとする。式 (2-30) は全地球に対して適用できる。6つの1階の積分があるが独立なものは3つである。その3つに対して適切な初期値

を地球中心の近くで与えて，式 (2-30) を地表に向かって積分を行う．地表で初期値を与えて中心に向かって積分をすることも可能であるが，精度は前者の方がよい結果を与える．数値積分には 4 次のルンゲ・クッタ法を用いた．この積分法はステップ幅を任意に変更が可能なので，層の厚さが変化するモデルに対しては便利な方法である．モードが高くなると適当なステップ幅でないと発散してしまうが，波長の 100 分の 1 以下のステップ幅で数値積分を行うことで安定した解を得ることができる．外核の影響は低いモードでのみ必要で， $n > 10$ ではマントルから積分を始めた．初期値は Alsop and Kuo (1964) に従い

set	y_1	y_2	y_3	y_4	y_5	y_6
1	0	1	0	0	0	0
2	0	0	0	1	0	0
3	0	0	0	0	0	1

として行った．任意の解はそれぞれ 3 つの解の線形結合

$$y_i(r) = \sum_{j=1}^3 Q_j y_{ij}(r) \quad (1 \leq i \leq 6) \quad (2-46)$$

で表される．定数 Q_1, Q_2, Q_3 は地表での境界条件を使って求める．液体の外核については Saito (1974) に従い積分を実行し境界条件を合わせた．

2-4-4 地球モデルおよび計算結果

本研究では，地球モデルとして Dziewonski and Anderson (1981) による PREM を用いた．これは，地震実体波および地球の自由振動の観測にもとづくもので，標準的な地球モデルとして広く用いられているものである．ただし，PREM モデルでは最上層 3km は海となっているので，ここでは関東地方の基盤速度構造

の P 波・S 波速度 $V_p = 5\text{km/s}$, $V_s = 2.6\text{km/s}$, 密度は 2.6 g/cm^3 で置き換えた。以下で PREM モデルと呼ぶものは, この置き換えを行ったものを指す。図 2-8 にモデルの P 波速度, S 波速度, 密度の分布を示す。

外力による境界条件を用いた y_i の計算結果を図 2-9 に示す。月および太陽による固体潮汐の計算のため, モードとして 3 次までの結果を示した。次に, 荷重による境界条件でのモード 2, 20 に対する計算結果を図 2-10 に示す。実際の計算は $n = 10000$ のモードまで実行し, これを重ね合わせて表面点荷重に対する変位, 歪, 応力のグリーン関数を求めた。

2-5 観測値と理論値の比較

以上により, 固体潮汐による直接項, 海洋朝夕過重による間接項を包含する変位, 歪, 応力の理論地球潮汐を計算することが可能になった。理論計算の検証のために, 実際の地表での観測データとの比較を行う。図 2-11 は, 岩手県江刺市における約 1 カ月間の歪観測結果を理論値と比較したものである。東西, 南北両成分とも位相がよく合っていることがわかる。振幅は観測値の方がやや小さくなっているが, 観測点近傍の地盤条件によるものかもしれない。次に, 静岡県岡部町, 山梨県塩山市での傾斜観測との比較を図 2-12, 2-13 に示す。岡部は海に近く塩山は海からかなり (約 50km) 離れている。歪に比べ傾斜は海洋潮汐の影響を受けやすいので, 理論値だけでなく, その直接項 (solid), 間接項 (ocean) もあわせて示した。観測データには長期的なドリフトや不規則なノイズが含まれているが, これを除けば, 理論潮汐との一致は位相, 振幅とも良好で

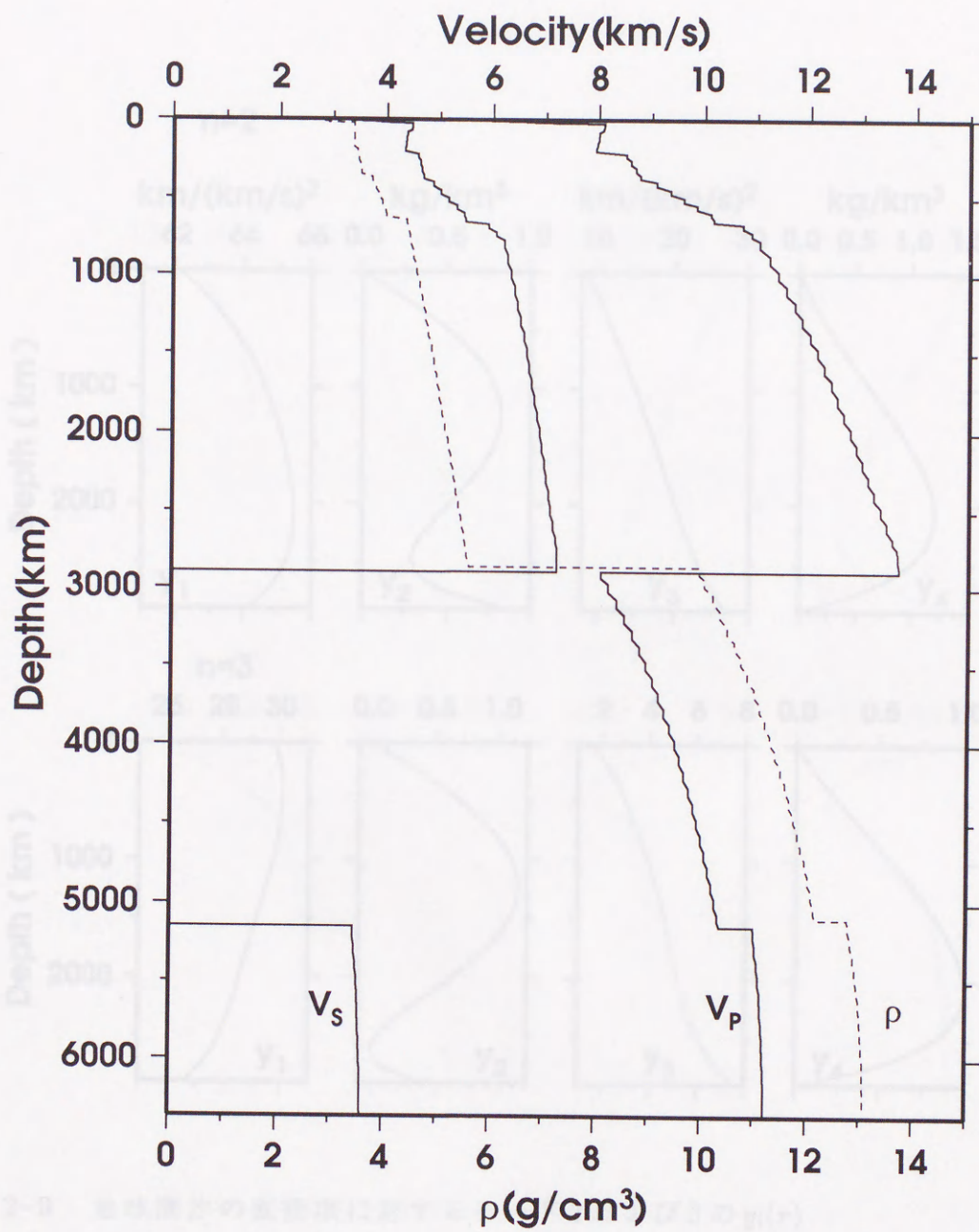


図 2-8 本研究で用いた地球モデル．3km 以深は PREM[Dziewonski and Anderson(1981)] を採用した．3km までは $V_p = 5\text{km/s}$, $V_s = 2.6\text{km/s}$ とした．

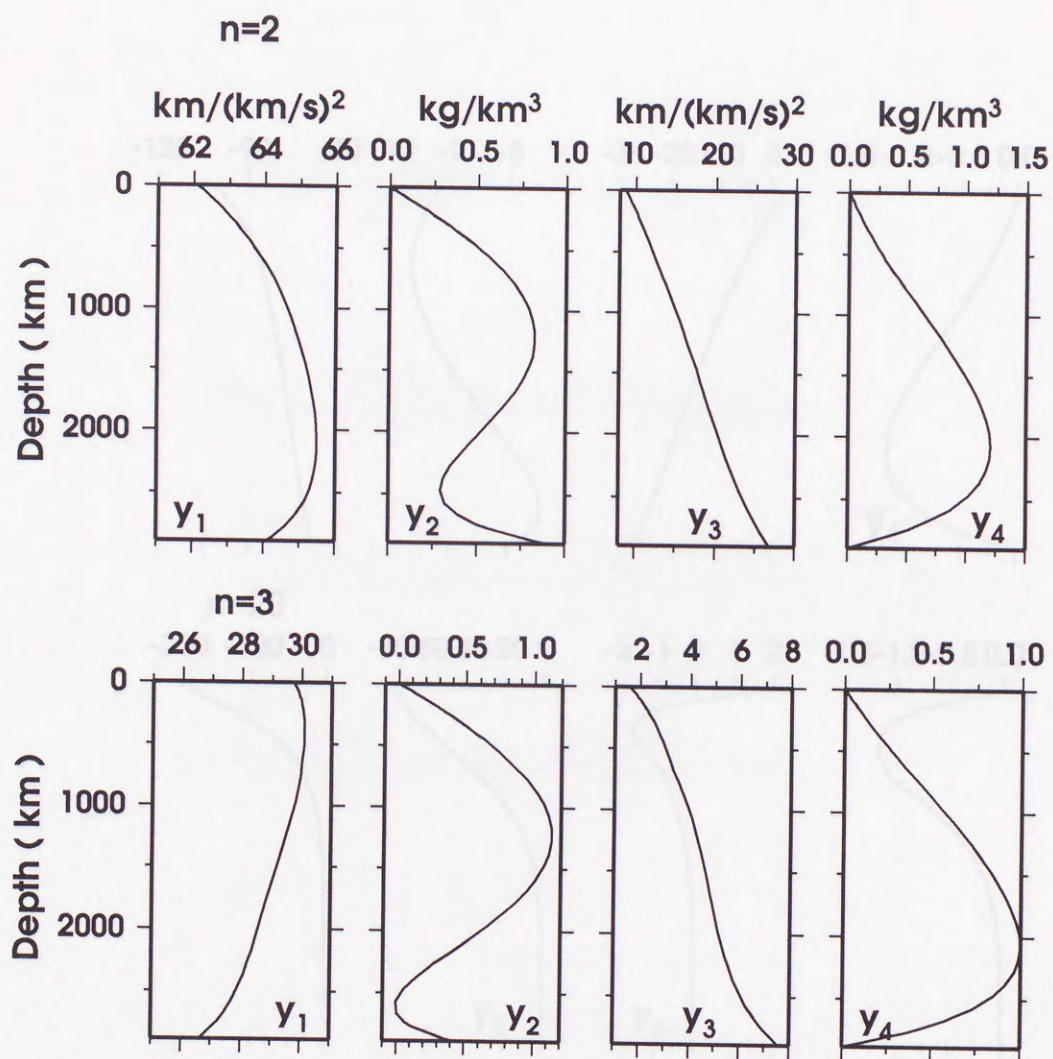


図 2-9 地球潮汐の直接項に対するモード 2 および 3 の $y_i(r)$

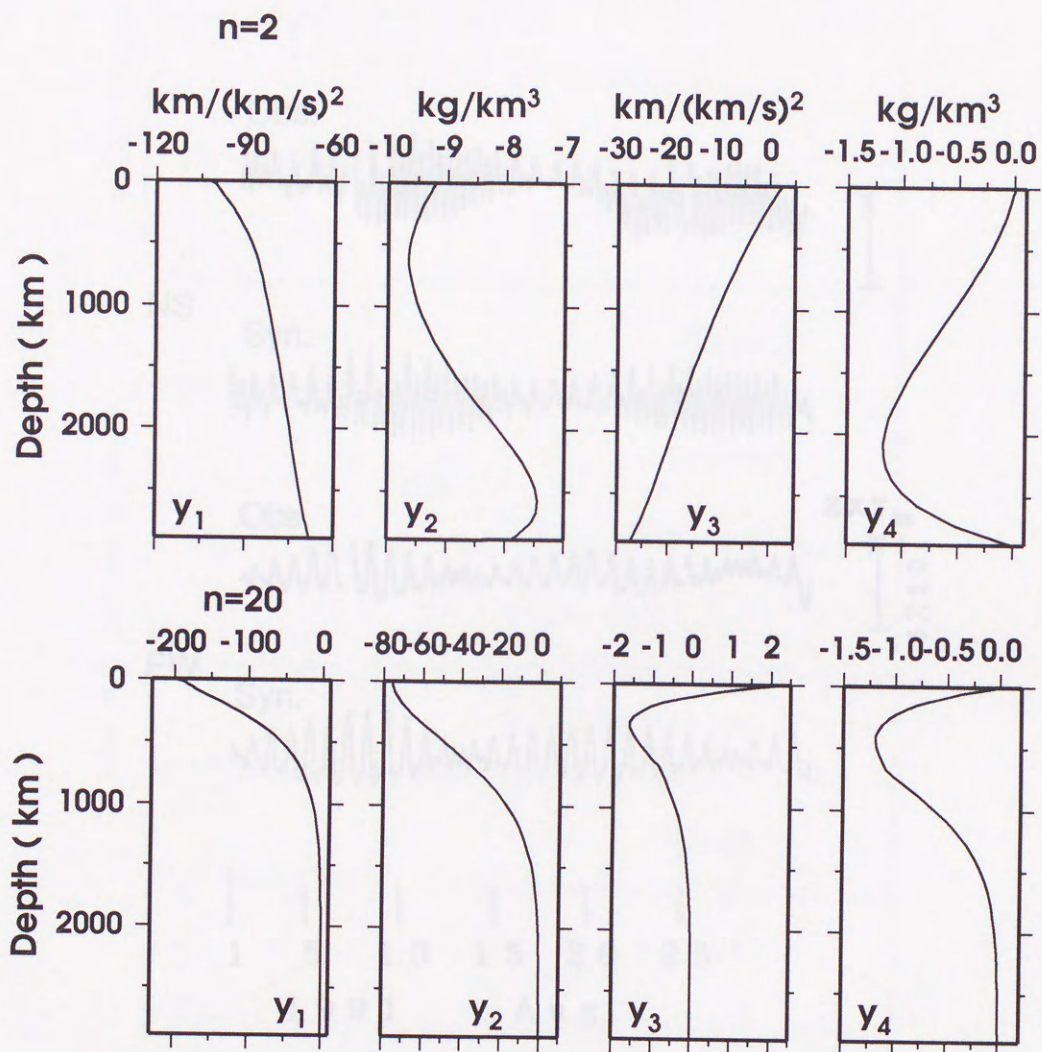


図 2-10 地球潮汐の間接項に対するモード 2 および 20 の $y_i(r)$

Strain

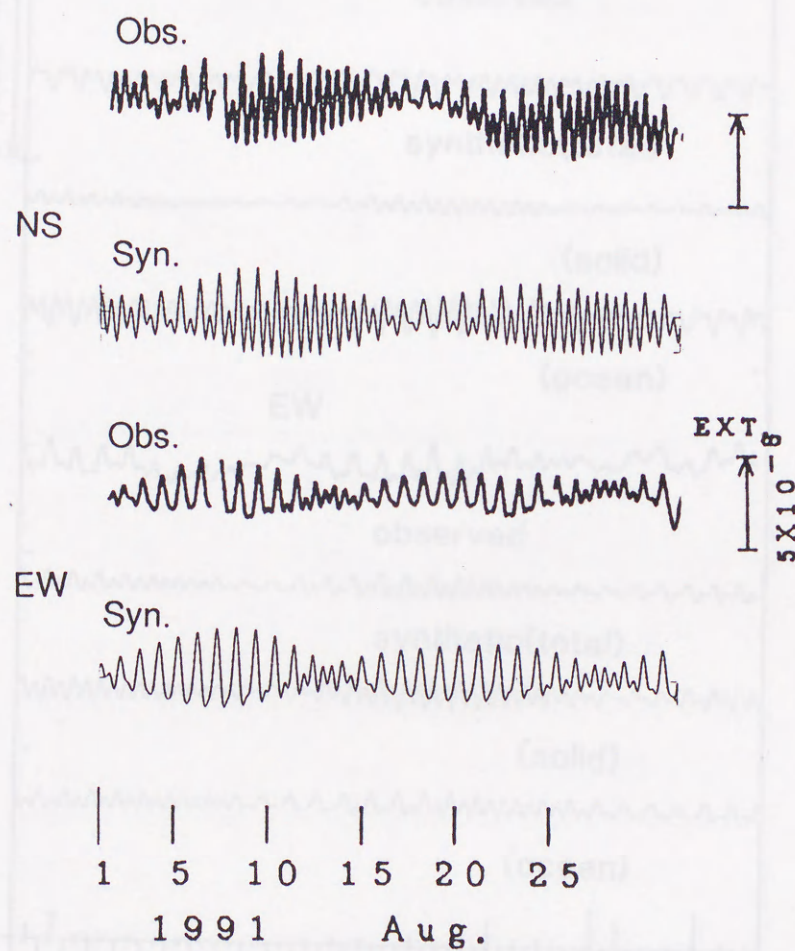


図2-11 江刺の歪 NS・EW 成分の観測値と理論値．[観測値は国立天文台 (1991) による]．

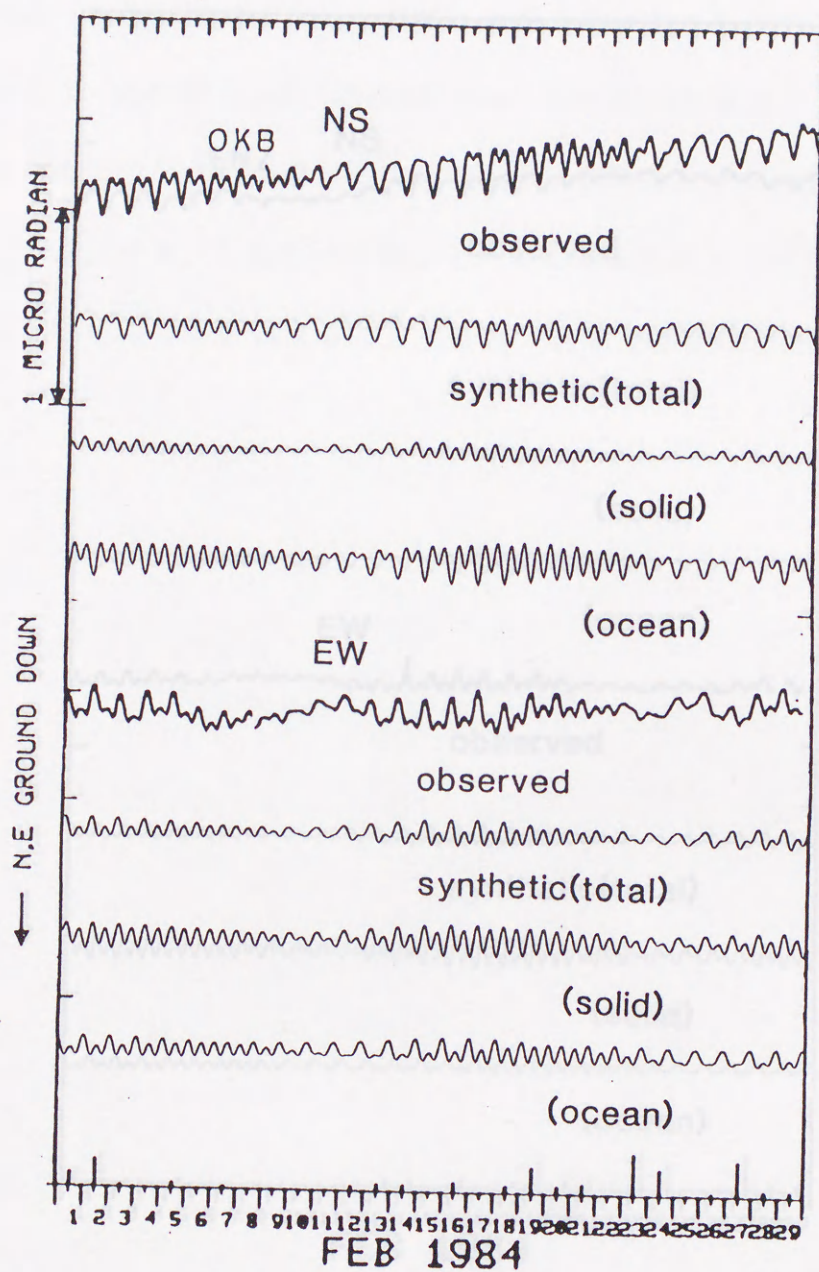


図 2-12 岡部 (OKB) の傾斜 NS・EW 成分の観測値と理論値. 理論値については直接項, 間接項のみの計算値も示した [観測値は立川・他 (1986) による].

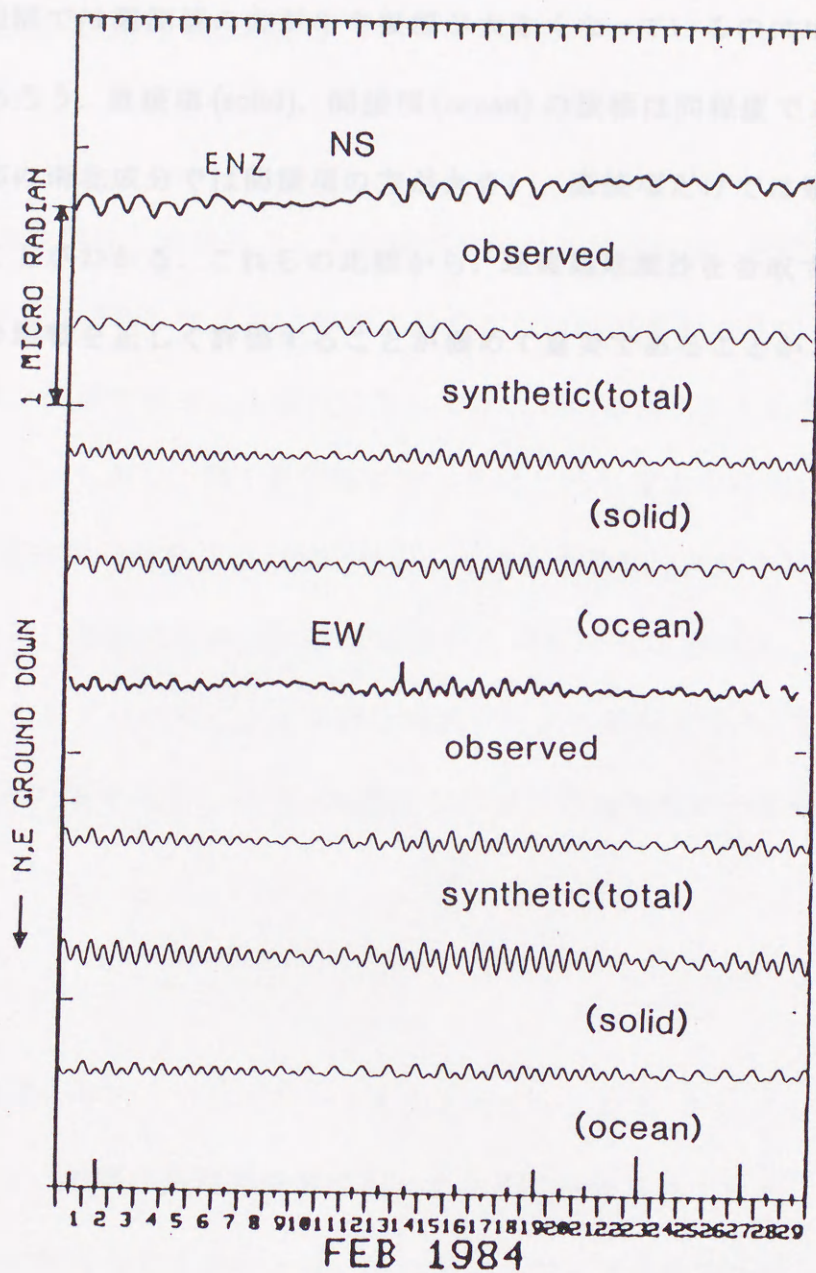


図 2-13 塩山 (ENZ) の傾斜 NS・EW 成分の観測値と理論値. 理論値については直接項, 間接項のみの計算値も示した [観測値は立川・他 (1986) による].

ある。岡部では観測値の方がやや振幅が大きくなっているのは地盤条件によるものであろう。直接項 (solid), 間接項 (ocean) の振幅は同程度であり, 特に海に近い岡部の南北成分では間接項の方が大きい。直接項だけでは観測値と全く合わないことがわかる。これらの比較から, 理論地球潮汐を合成する際に海洋潮汐荷重の影響を正しく評価することが極めて重要であることがわかる。

的に広範な領域で発生した地震に対しては明確な相関が得られたものは極めて少数である。しかし, 第1章で論じたようにこれら過去の研究には問題点が多く, まだ最終的な結論に至っていない。そのため最大の問題を解決するために, 第2章では, 間接項を含む理論地球潮汐合成の枠組みを確立した。本章では, この成果にもとづいて, 全地球的な地震データの解析を行う。とくに, テクトニックな力場を考慮しつつ, 地震発生に対する地球潮汐の影響を評価に満ちる。

3-2 データ

現在最良のデジタル波形データをもとにモーメント・テンソル・インバージョンを用いて, 地震の震源機構解がルーチン的に決定されている。ハーバード大学の Dziewonski らのグループは, モーメント・テンソルをルーチン的に決定し3カ月毎に公表している。本研究では, ハーバードのグループによって決定された 7609 個の震源機構解 (CMT 解) を使用する。期間は 1977 年 1 月から 1993 年 8 月までの 16.5 年間である。図 3-1 にその震央分布を示す。

1970 年後半から設けられた全地球的なデジタル地震観測網により, モーメント・マグニチュード (M_w) 5.5 以上の地震については全世界で偏れなく記録されて

3 世界の地震と地球潮汐

3-1 序

過去地球潮汐と地震発生との相関が見出された研究は、時間的・空間的に限られた領域で発生した小さい地震に対するものが圧倒的に多く、大地震や空間的に広範な領域で発生した地震に対しては明瞭な相関が得られたものは極めて少数である。しかし、第1章で論じたようにこれら過去の研究には問題点が多く、まだ最終的な結論に至っていない。そのため最大の問題を解決するために、第2章では、間接項を含む理論地球潮汐合成の枠組みを確立した。本章では、この成果にもとづいて、全地球的な地震データの解析を行う。とくに、テクトニックな応力場を考慮しつつ、地震発生に対する地球潮汐の影響を詳細に調査する。

3-2 データ

現在良質のデジタル波形データをもとにモーメント・テンソル・インバージョンを用いて、地震の発震機構解がルーチンの決定されている。ハーバード大学の Dziewonski らのグループは、モーメントテンソルをルーチンの決定し3カ月毎に公表している。本研究では、ハーバードのグループによって決定された7509個の発震機構解(CMT解)を使用する。期間は1977年1月から1992年6月までの16.5年間である。図3-1にその震央分布を示す。

1970年後半から設置された全地球的なデジタル地震観測網により、モーメントマグニチュード(M_w) 5.5以上の地震については全世界で漏れなく記録されて

いる。図3-1に示したデータの地震震源と震源機構の関係を図3-2に示す。震
 度分布は M_w 5.4以上ではほぼ Gutenberg-Richter の関係に従っている ($b=0.97$)
 が、それ以下では震源機構からはずれ、完全なデータセットとはなっていない。
 本研究では、必ずしも一致とは言えないが、 M_w 5.0以上の地震すべてを用いるの
 対象とした。図3-1に示した地震分布をできるだけ正確にして、統計的な震源の
 分布をあげることを主目的とした。1977/01/01 00:00-1992/06/30 24:00 N= 7509
 H:0.0-70.0km M:5.0-8.5

図3-1の地震分布を見るために、図3-2に示す。震源機構の時間的変化を調べる。

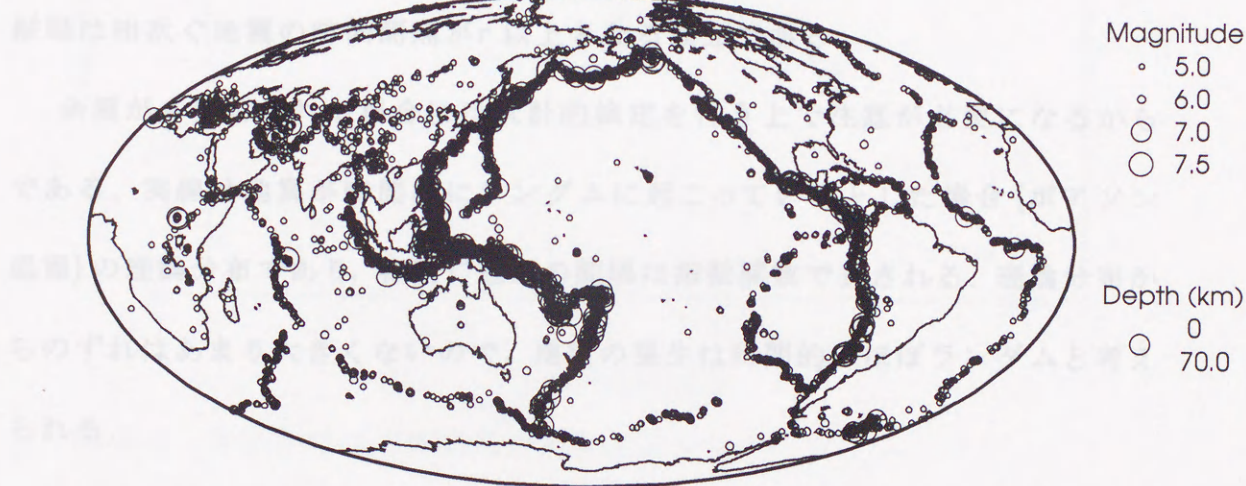


図 3-1 本研究で使した地震の震央分布。

モーメント・テンソル・インバージョンでは、震源機構のテンソルが地震波
 形から決定される。データの質に依り、ダブルカップル解
 で表現できない地震の存在も発見されたが、ほとんどの地震はダブルカップル
 解で説明できることがわかってきた。本研究では、ダブルカップルの最もよく
 適合するベストダブルカップル解を採用し、図3-1に示した。震源位置はモーメ
 ント中心(セントロイド)とした。震源の位置としては、本来ならば震源開始点
 を用いることが望ましい。その意味ではより初期の震源から決定された震源

いる。解析に用いたデータの地震規模と累積頻度の関係を図を 3-2 に示す。頻度分布は M_w 5.5 以上ではほぼ Gutenberg-Richter の関係に従っている ($b=0.97$) が、それ以下では直線関係からはずれ、完全なデータセットとはなっていない。本研究では、必ずしも一様とは言えないが、 M_w 5.0 以上の地震すべてを解析の対象とした。解析に用いる地震数をできるだけ確保して、統計的な検定の信頼度をあげることを主眼におくためである。本研究に用いた地震の時間的な発生分布の特徴を見るために、相次ぐ地震間の時間間隔の頻度分布を図 3-3 に示す。縦軸は相次ぐ地震の時間間隔が τ 以上となる確立である。

余震が多数含まれる場合には統計的検定を行う上で注意が必要になるからである。実線は地震が時間的にランダムに起こっているとした場合 (ポアソン過程) の理論分布であり、相次ぐ地震の間隔は指数関数で表される。理論分布からのずれはあまり大きくないので、地震の発生は時間的にほぼランダムと考えられる。

モーメント・テンソル・インバージョンでは、起震応力のテンソルが地震波形データから線形逆問題として客観的に解かれる。モーメントテンソルはダブルカップルを仮定せずに求められる。データの蓄積に伴い、ダブルカップル解で表現できない地震の存在も発見されたが、ほとんどの地震はダブルカップル解で説明できることがわかってきた。本研究では、ダブルカップルの最も良く適合するベストダブルカップル解を採用し、解析に用いた。震源位置はモーメント中心 (セントロイド) とした。震源の位置としては、本来ならば破壊開始点を用いることが望ましい。その意味ではより短周期の観測から決定された震源

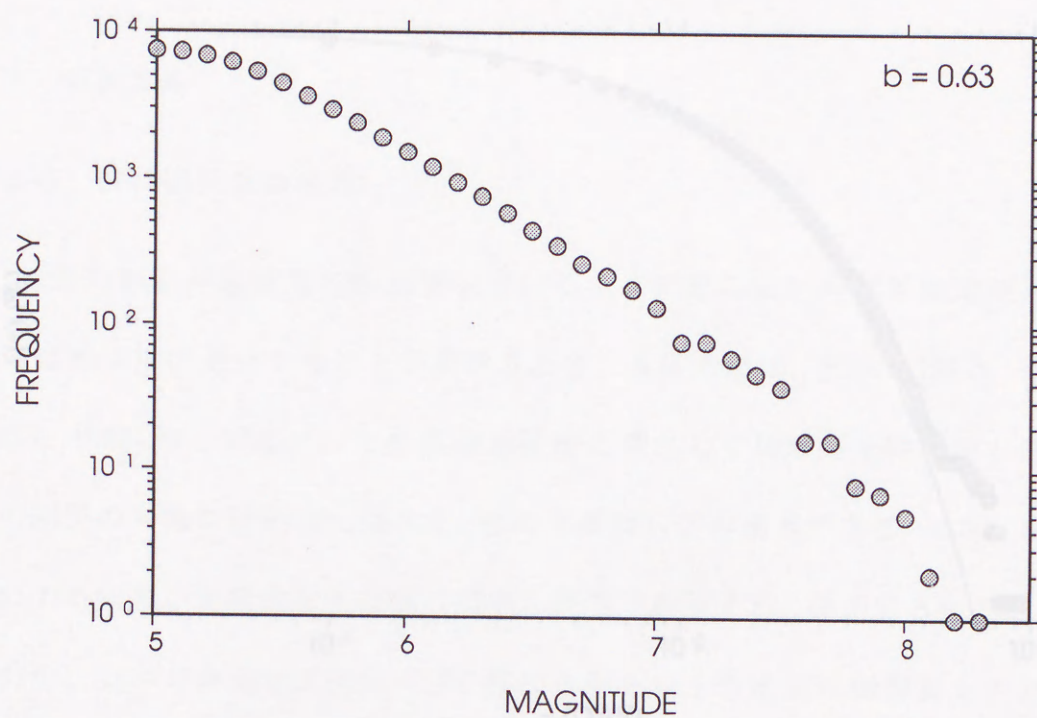


図 3-2 全世界での地震規模別累積度数分布.

の方が好ましいが"Preliminary Determination of Earthquakes"等での震源報告では震源が30kmに固定して決定されているものが多く、本研究では採用しない。海洋底が著重による応力は震源の深さの影響を大きく受けるためである。

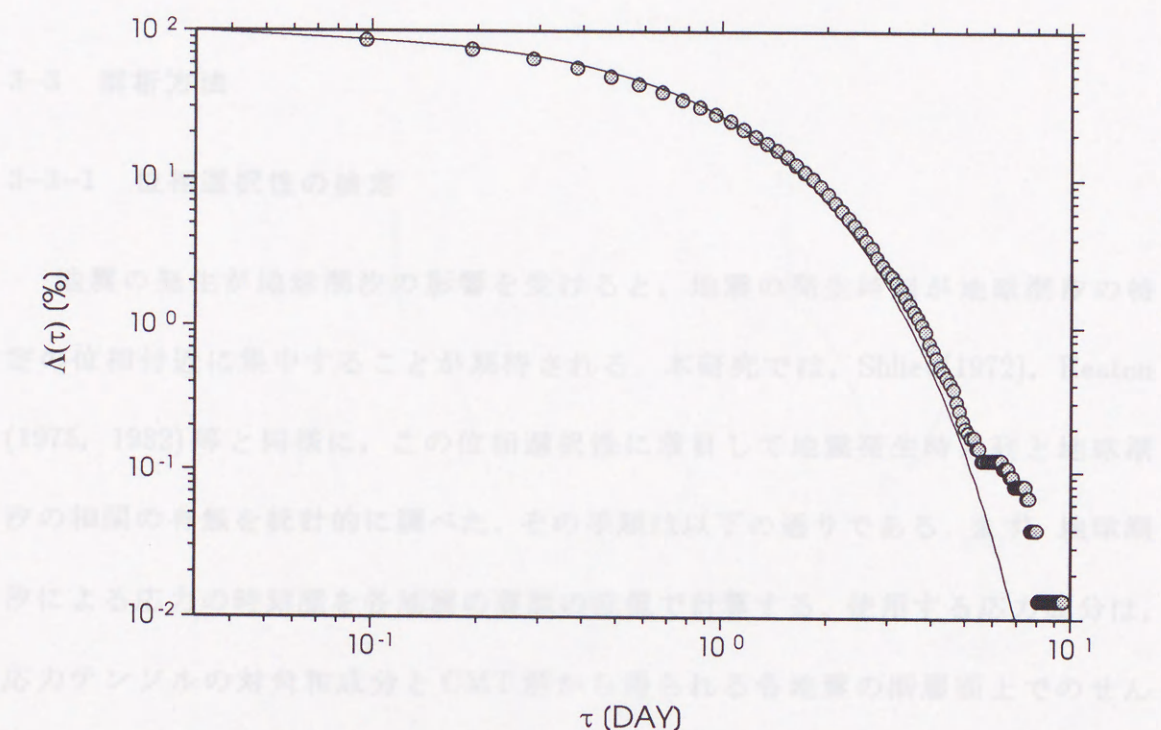


図 3-3 全世界での相次ぐ地震の時間間隔の累積度数分布。

図 3-3 全世界での相次ぐ地震の時間間隔の累積度数分布。図 3-4 のように、地震前後の 180°を均等に分割して地震発生時における位相を定義する。このような方法をとると時刻間のピークからピークの時間間隔が一定でなく、時間、場所によって変化するためである。この位相角を用いれば、半日震源が卓越する低緯度地方と一日震源が卓越する高緯度地方を同様に扱うことができる。本解析では、応力テンソルの対角成分と CMT 型から求められる地震の断層面上でのせん断応力の符号性により、どちらの断層でもせん断応力は等しくなる。断層面上での地震応力はどちらの断層が断層面であるかに依存するので用いない。応力テンソルの対角成分は、断層面に依存しないテンソルの不変量である。時刻座におけるピークをずらして、トランプを ±180°とし、図 3-4 のように、地震前後の 180°を均等に分割して地震発生時における位相を定義する。このような方法をとると時刻間のピークからピークの時間間隔が一定でなく、時間、場所によって変化するためである。この位相角を用いれば、半日震源が卓越する低緯度地方と一日震源が卓越する高緯度地方を同様に扱うことができる。本解析では、

の方が好ましいが”Preliminary Determination of Earthquakes”等での震源報告では深さが33kmに固定して決定されているものが多く、本研究では採用しがたい。海洋潮汐荷重による応力は震源の深さの影響を大きく受けるためである。

3-3 解析方法

3-3-1 位相選択性の検定

地震の発生が地球潮汐の影響を受けると、地震の発生時刻が地球潮汐の特定の位相付近に集中することが期待される。本研究では、Shlien(1972), Heaton(1975, 1982)等と同様に、この位相選択性に着目して地震発生時系列と地球潮汐の相関の有無を統計的に調べた。その手順は以下の通りである。まず、地球潮汐による応力の時刻歴を各地震の震源の位置で計算する。使用する応力成分は、応力テンソルの対角和成分とCMT解から得られる各地震の断層面上でのせん断応力成分である。CMT解からは断層面は一意的には決まらないが、応力テンソルの対称性により、どちらの節面でもせん断応力は等しくなる。断層面上での法線応力はどちらの節面が断層面であるかに依存するので用いない。応力テンソルの対角和成分は、座標回転に依存しないテンソルの不変量である。時刻歴におけるピークを 0° 、トラフを $\pm 180^\circ$ とし、図3-4のように、地震前後の 180° を均等に分割して地震発生時における位相を定義する。このような方法をとるのは時刻歴のピークからピークの時間間隔が一定でなく、時間、場所によって変化するためである。この位相角を用いれば、半日周期が卓越する低緯度地方と一日周期が卓越する高緯度地方を同様に扱うことができる。本解析では、位

相のみに着目し、その振幅は絶対対象としていない。次に、データセットを構成する N 個の地震に対して、地震発生におけるそれぞれの位相 $\theta_i (i=1, \dots, N)$ を求める。定められた位相 θ_i に対して、Schuster (1897) の方法を用いて位相選択性の統計的検定を行う。この検定法では、図3-4に示すように2次元の相角の距離の分布が近似的に自由度2のカイ自乗分布に依りことを利用する。最初仮説「地震発生時刻は平均の位相によらない。」を棄却する検定率は、

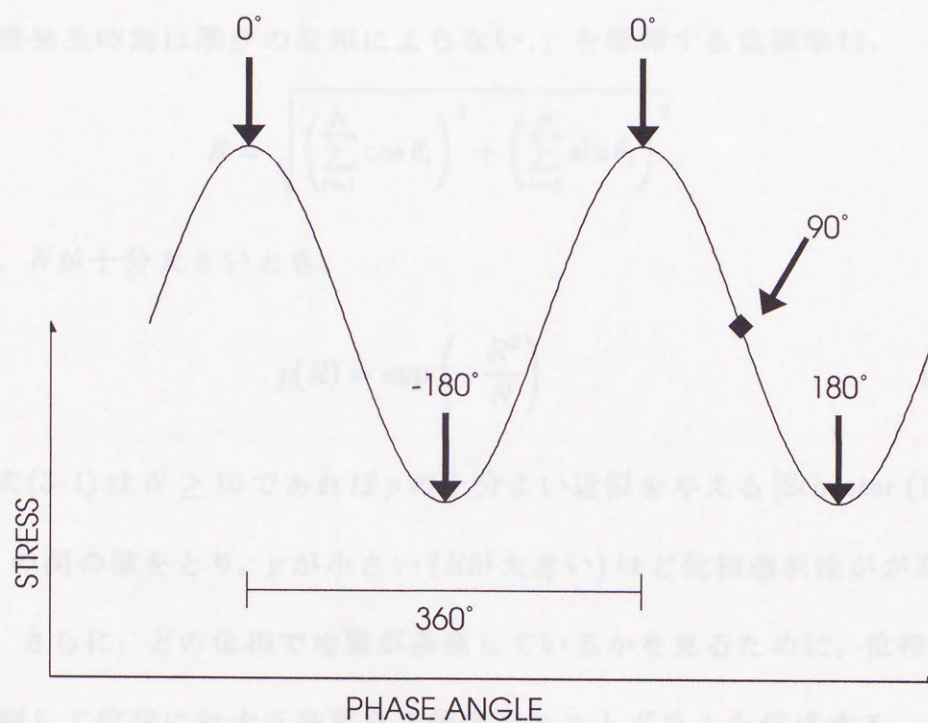


図 3-4 位相角の求め方.

Schuster の検定は、地震観測を整理する数値水準を直感的に評価できるという点で簡単かつ強力な手法である。しかし、Schuster の検定は位相選択性の有無を判定するのみであり、ヒストグラムの分布の歪みを検定することはできない。そこで情報量基準AICを用いて分布の歪みの検定を行った。AICの導出を以下に述べる。データを生成する真(未知)の確率分布をデータからモデルを推

相のみに着目し、その振幅は検討対象としていない。次に、データセットを構成する N 個の地震に対して、地震発生におけるそれぞれの位相 $\theta_i (i = 1, \dots, N)$ を求める。求められた位相 θ_i に対して、Schuster (1897) の方法を用いて位相選択性の統計的検定を行う。この検定法では、図 3-5 に示すように 2 次元の酔歩の距離の分布が近似的に自由度 2 のカイ自乗分布に従うことを利用する。帰無仮説「地震発生時刻は潮汐の位相によらない。」を棄却する危険率は、

$$R = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^N \cos \theta_i\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \sin \theta_i\right)^2}$$

を用いて、 N が十分大きいとき、

$$p(R) = \exp\left(-\frac{R^2}{N}\right) \quad (3-1)$$

となる。式 (3-1) は $N \geq 10$ であれば p の十分よい近似を与える [Schuster (1897)]。 p は 0 と 1 の間の値をとり、 p が小さい (R が大きい) ほど位相選択性が高いことを表す。さらに、どの位相で地震が多発しているかを見るために、位相を 30° ごとに分割して位相に対する地震発生頻度のヒストグラムを作成する。

3-3-2 AIC を用いたモデル比較

Schuster の検定は、帰無仮説を棄却する有意水準を直接的に評価できるという点で簡単かつ強力な手法である。しかし、Schuster の検定は位相選択性の有無を判定するのみであり、ヒストグラムの分布の差異を検定することはできない。そこで情報量基準 AIC を用いて分布の差異の検定を行った。AIC の概略を以下に述べる。データを生み出す真 (未知) の確率分布をデータからモデルを推

定するためには、真の分布とモデルのあいだの差を測る客観的な基準が必要となる。たとえば離散型の場合、真の確率分布 $p = \{p_1, p_2, \dots, p_n\}$ と推定分布モデル $q = \{q_1, q_2, \dots, q_n\}$ があるとき事象 ω_i が起これば $\ln p_i/q_i$ という値をとる期待値 $\ln p/q$ の期待値

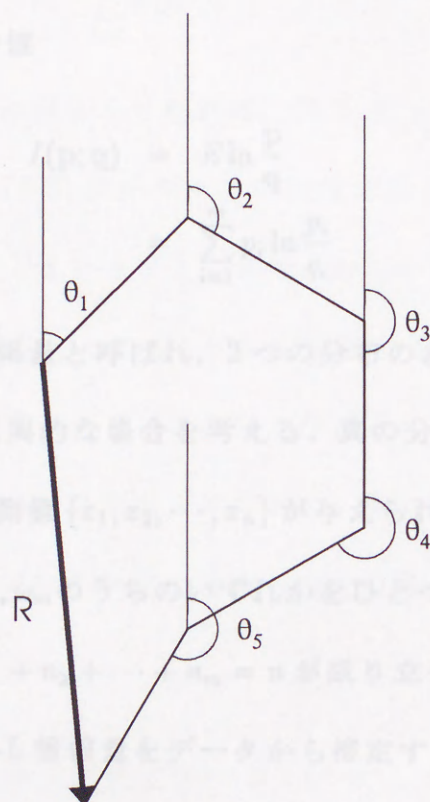


図 3-5 2次元のランダムウォークによる確率 p の解釈幾何学的な解釈.

右辺の第1項は、真の分布 p だけに依存した定数である。従って、右辺第2項が大きいほど K の情報量が小さくなる。 K の情報量の大小の比較のためには、本質的には、 $\sum_{i=1}^n p_i \ln q_i$ の値だけが決定できればよい。この $\sum_{i=1}^n p_i \ln q_i$ は、 p が真の分布であることから、期待値 $\ln q$ の期待値である。大量の応用によって、

$$-\sum_{i=1}^n p_i \ln q_i \quad (3-4)$$

定するためには、真の分布とモデルのあてはまりの良さを測る客観的な基準が必要となる。たとえば離散型の場合、真の離散分布 $\mathbf{p} = \{p_1, p_2, \dots, p_m\}$ と離散分布モデル $\mathbf{q} = \{q_1, q_2, \dots, q_m\}$ があるとき事象 ω_i が起これば $\ln p_i/q_i$ という値をとる確率変数 $\ln \mathbf{p}/\mathbf{q}$ の期待値

$$\begin{aligned} I(\mathbf{p}; \mathbf{q}) &= E \ln \frac{\mathbf{p}}{\mathbf{q}} \\ &= \sum_{i=1}^m p_i \ln \frac{p_i}{q_i} \end{aligned} \quad (3-2)$$

は Kullback-Leibler(K-L) 情報量と呼ばれ、2つの分布のあてはまりの良さを測る基準である。以下に現実的な場合を考える。真の分布 $\mathbf{p} = \{p_1, p_2, \dots, p_m\}$ に従って得られた n 個の観測値 $\{x_1, x_2, \dots, x_n\}$ が与えられているものとする、各観測値 x_i は事象 $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_m$ のうちのいずれかをひとつとる。各事象 ω_i の起こった回数を n_i とすると $n_1 + n_2 + \dots + n_m = n$ が成り立つ。このデータにもとづき、モデル \mathbf{q} に関する K-L 情報量をデータから推定すると、

$$\begin{aligned} I(\mathbf{p}; \mathbf{q}) &= \sum_{i=1}^m p_i \ln \frac{p_i}{q_i} \\ &= \sum_{i=1}^m p_i \ln p_i - \sum_{i=1}^m p_i \ln q_i \end{aligned} \quad (3-3)$$

右辺の第1項は、真の分布 \mathbf{p} だけに依存した定数である。従って、右辺第2項が大きいほど K-L 情報量が小さくなる。K-L 情報量の大小の比較のためには、本質的には、 $\sum_{i=1}^m p_i \ln q_i$ の値だけが推定できればよい。この $\sum_{i=1}^m p_i \ln q_i$ は、 p_i が真の確率であることから、確率変数 $\ln \mathbf{q}$ の期待値である。大数の法則によって、

$$\frac{1}{n} \sum_{l=1}^n \ln q_{x_l} \quad (3-4)$$

は、 $n \rightarrow \infty$ のとき、平均対数尤度に収束する。確率変数 $\ln q$ が $\ln q_i$ という値をとった度数が n_i であるから、(3-4) は

$$\sum_{i=1}^m n_i \ln q_i \quad (3-5)$$

の $1/n$ と同じである。データが与えられれば、(3-5) によってモデル q に関する K-L 情報量を推定できる。(3-5) はモデル q の対数尤度と呼ばれ、 $l(q)$ と表す。対数尤度の大きなモデルほどよいモデルであり、あらかじめいくつかのモデルがある場合には対数尤度が最大となるモデルを選択することによって、真の分布にいちばん近いモデルが得られる。この推定法は最尤法とよばれ、この最尤法によって定められるモデルが最尤モデルであり、最尤モデルの対数尤度を最大対数尤度という。ここでパラメタ数の異なる複数の最尤モデルが存在する場合には、

$$AIC = -2 \times (\text{モデルの最大対数尤度}) + 2 \times (\text{モデルのパラメタ数}) \quad (3-6)$$

を比較すればよく、AIC を最小とするモデルが最適なモデルである。AIC は、最尤法の適用が可能であることと、データ数がパラメタ数に比べ十分大きいことのふたつが前提であることにだけ注意すれば、いろいろなモデル間での比較が可能である。まず、二つの位相のヒストグラムが与えられた時の分布の同一性の判定の方法を述べる。表 3-1 にその分布の各位相毎 (30°) のサンプル数を示す。今、つぎの記号を約束するならば、

$n(i_1)$: i_1 回目の累積度数 $(i_1 = 1, 2)$

$n(i_1, i_2)$: i_1 回目の階級 i_2 の度数 $(i_2 = 1, \dots, 12)$

表 3-1 AIC の計算例に用いた度数分布.

位相 の 範囲	$n(1, i_2)$	$n(2, i_2)$
-180° ~ -150°	29	52
-150° ~ -120°	26	45
-120° ~ -90°	32	48
-90° ~ -60°	47	54
-60° ~ -30°	48	38
-30° ~ 0°	53	44
0° ~ 30°	58	36
30° ~ 60°	57	37
60° ~ 90°	50	38
90° ~ 120°	29	32
120° ~ 150°	28	34
150° ~ 180°	43	42

$p(i_2|i_1)$: i_1 回目の階級 i_2 に属する確率

明らかに,

$$\sum_{i_2=1}^{12} n(i_1, i_2) = n(i_1), \quad i_1 = 1, 2 \quad (3-7)$$

$$\sum_{i_2=1}^{12} p(i_1|i_2) = 1, \quad i_1 = 1, 2 \quad (3-8)$$

が成り立つ.

これらの記号を使えば, 表 3-1 のような度数分布 $\{n(i_1, i_2)\}$, ($i_1 = 1, 2, i_2 = 1, 2, \dots, 12$) が得られる確率は, 2つの多項分布の積として,

$$P(\{n(i_1, i_2)\}|\{p(i_1|i_2)\}) = \prod_{i_1=1}^2 \left[\frac{n(i_1)!}{\prod_{i_2=1}^{12} n(i_1, i_2)!} p(i_2|i_1)^{n(i_1, i_2)} \right] \quad (3-9)$$

$$K = \ln[\prod_{i_1=1}^2 n(i_1)! / \prod_{i_1=1}^2 \prod_{i_2=1}^{12} n(i_1, i_2)!] \quad (3-10)$$

とおくと, (3-9) で $\{p(i_2|i_1)\}$ をパラメタとみなしたときの対数尤度 $l(\{p(i_2|i_1)\})$ は

$$l(\{p(i_2|i_1)\}) = K + \sum_{i_1=1}^2 \sum_{i_2=1}^{12} n(i_1, i_2) \ln p(i_2|i_1) \quad (3-11)$$

となる.

分布が同じとするモデルは, 各階級に属する確率が

$$\text{MODEL}(0): \quad p(i_2|i_1) = \theta(i_2), \quad i_1 = 1, 2, i_2 = 1, 2, \dots, 12 \quad (3-12)$$

と表現され, 分布が異なるとするモデルは

$$\text{MODEL}(1): \quad p(i_2|i_1) = \theta(i_2|i_1), \quad i_1 = 1, 2, i_2 = 1, 2, \dots, 12 \quad (3-13)$$

と表現される。AIC は確率 θ の最尤推定量 $\hat{\theta}(i_2) = \sum_{i_1} n(i_1, i_2) / \sum_{i_1} n(i_1)$ から MODEL(0) に対しては

$$AIC^*(0) = (-2)[K + \sum_{i_1=1}^2 \sum_{i_2=1}^{12} n(i_2, i_1) \ln \hat{\theta}(i_2) + 22] \quad (3-14)$$

θ の最尤推定量 $\hat{\theta}(i_2|i_1) = n(i_1, i_2) / n(i_1)$ から MODEL(1) に対しては

$$AIC^*(1) = (-2)[K + \sum_{i_1=1}^2 \sum_{i_2=1}^{12} n(i_2, i_1) \ln \hat{\theta}(i_2|i_1) + 44] \quad (3-15)$$

となる。AIC はその値の差が評価の対象となるので、定数である K を無視して、

$$AIC(0) = (-2)[\sum_{i_1=1}^2 \sum_{i_2=1}^{12} n(i_2, i_1) \ln \hat{\theta}(i_2) + 22] \quad (3-16)$$

MODEL(1) に対しては

$$AIC(1) = (-2)[\sum_{i_1=1}^2 \sum_{i_2=1}^{12} n(i_2, i_1) \ln \hat{\theta}(i_2|i_1) + 44] \quad (3-17)$$

の値を比較すればよい。実際に表 3-1 の分布を式 (3-16), (3-17) に代入すると、AIC の値は $AIC(0)=4968.46$, $AIC(1)=4961.11$ となり、分布が異なるとみなすほうがよいことが分かる。

3-3-3 発震機構の分類

地震と地球潮汐との関係が地震の発震機構に依存するかどうかを調べるために、発震機構別の解析を行った。表 3-2 のようにすべりの方向によって 4 つに分類する。このような分類を行ったのは、海洋潮汐荷重による応力の影響が大きい海域の地震の場合、地球潮汐による断層面上でのせん断応力の振幅が発震機構に大きく依存するからである。特に逆断層型及び正断層型の地震は、横ず

れ所層の地震よりも頻度が大きくなる。表 3-2 から換ずれ型および逆断層型の地震が多いことがわかる。海陸では正断層の地震が発生するが、一般にそれらの地震の規模は小さい。使用した地震のマグニチュード M_w 5.0 以上であるため正断層型の地震が少ないと考えられる。

3-3-1 地震活動領域の分類

地震は空間的に均質に発生するのではなく、ある特定の帯域に集中して発生

表 3-2 発震機構の分類.

(断層パラメタは Aki and Richard(1980) に従う.)

Fault Type	N	Slip Direction
Normal	907	$-120^\circ \leq \text{Rake} \leq -60^\circ$
Thrust	2349	$60^\circ \leq \text{Rake} \leq 120^\circ$
Strike-Slip	2685	$0^\circ \leq \text{Rake} \leq 30^\circ, 150^\circ \leq \text{Rake} \leq 180^\circ$
Oblique	1568	$30^\circ < \text{Rake} < 60^\circ, 120^\circ < \text{Rake} < 150^\circ$

(1974) 地震区分がある。PDS や CMT 等グローバルな震源カタログにおいては頻率的に用いられている。本研究では、Flinn et al. (1974) に従って、図 3-4 に示すように全世界を 9 領域に分割し、各領域毎の地震発生における地殻構造の影響の差異を比較した。ただし、Gutenberg and Richter(1954) にならって領域 24 および 26 をひとまとめとし、領域番号 31。領域をベレー半島の領域番号 02 を加えて解析を行った。なお、地震活動観測期はこの期間内には地震が発生していなかった。

各領域の地震名および地震数を表 3-3 に示す。領域は、緯度および経度で分

れ断層の地震よりも振幅が大きくなる。表 3-2 から横ずれ型および逆断層型の地震が多いことがわかる。海嶺では正断層の地震が発生するが、一般にそれらの地震の規模は小さい。使用した地震のマグニチュード M_w 5.0 以上であるため正断層型の地震が少ないと考えられる。

3-3-4 地震活動領域の分類

地震は空間的に均質に発生するのではなく、ある特定の場所に密集して発生する。これは、地球表層部をおおうプレートの運動と密接に関連している。プレート間相対運動の性質に対応して、プレート境界は(1)収束型境界、(2)発散型境界、(3)平行移動型境界の3つのタイプに分類される。(1)、(2)、(3)に起こる地震の発震機構は、それぞれ逆断層型、正断層型、横ずれ断層型が卓越している。

上のようなプレート運動に則した地震活動領域の分類として、Flinn *et al.* (1974) 地域区分がある。PDEやCMT等グローバルな震源カタログにおいては標準的に用いられている。本研究では、Flinn *et al.* (1974) に従って、図 3-6 に示すように全世界を 50 の地域に分割し、各領域毎の地震発生における地球潮汐の影響の差異を比較した。ただし、Gutenberg and Richter(1954) にならって領域 24 および 46 をひとまとめとし、領域番号 51、領域 8 をペルー沖のみの領域番号 52 を加えて解析を行った。なお、地震活動領域 50 にはこの期間内には地震が発生していなかった。

各領域の地域名および地震数を表 3-3 に示す。領域は、緯度および経度で分

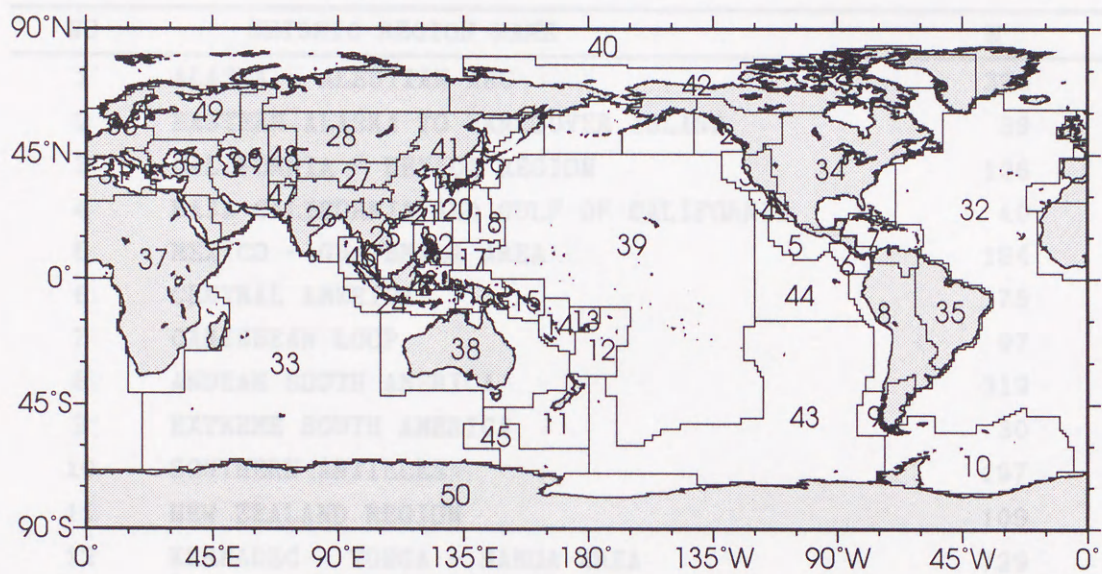


図 3-6 Flinn and Engdahl (1974) による地域区分図.

14	FIJI ISLANDS AREA	54
15	NEW GUINEA ISLANDS	40
16	STANLEY AND JORDAN ISLANDS	428
17	CAROLINE ISLANDS TO GUAM	266
18	GUAM TO JAPAN	88
19	JAPAN - KURILS - KAMCHATKA	173
20	SOUTHWESTERN JAPAN AND KYUSHU ISLANDS	504
21	TAIWAN	81
22	PHILIPPINES	108
23	BORNEO - CELEBES	236
24	SUNDA ARC	317
25	INDIA AND SOUTHEAST ASIA	272

表 3-3 Flinn and Engdahl (1974) による地域区分.

NO	SEISMIC REGION NAME	N
1	ALASKA - ALEUTIAN ARC	386
2	EASTERN ALASKA TO VANCOUVER ISLAND	39
3	CALIFORNIA - NEVADA REGION	106
4	BAJA CALIFORNIA AND GULF OF CALIFORNIA	40
5	MEXICO - GUATEMALA AREA	184
6	CENTRAL AMERICA	175
7	CARIBBEAN LOOP	97
8	ANDEAN SOUTH AMERICA	312
9	EXTREME SOUTH AMERICA	30
10	SOUTHERN ANTILLES	197
11	NEW ZEALAND REGION	109
12	KERMADEC - TONGA - SAMOA AREA	729
13	FIJI ISLANDS AREA	54
14	NEWS HERBRIDES ISLANDS	40
15	BISMARCK AND SOLOMON ISLANDS	428
16	NEW GUINEA	266
17	CAROLINE ISLANDS TO GUAM	68
18	GUAM TO JAPAN	159
19	JAPAN - KURILES - KAMCHATKA	559
20	SOUTHWESTERN JAPAN AND RYUKYU ISLANDS	81
21	TAIWAN	105
22	PHILIPPINES	295
23	BORNEO - CELEBES	317
24	SUNDA ARC	272
25	BURMA AND SOUTHEAST ASIA	49

(表 3-3 続き)

26	INDIA - TIBET -SZECHWAN - YUNAN	65
27	SOUTHERN SINKIANG TO KANSU	57
28	ALMA-ATA TO LAKE BAIKAL	33
29	WESTERN AISA	131
30	MIDDLE EAST - CRIMEA - BALKANS	128
31	WESTERN MEDITERRANEAN AREA	67
32	ATLANTIC OCEAN	381
33	INDIAN OCEAN	319
34	EASTERN NORTH AMERICA	13
35	EASTERN SOUTH AMERICA	2
36	NORTHWESTERN EUROPE	5
37	AFRICA	81
38	AUSTRALIA	17
39	PACIFIC BASIN	58
40	ARCTIC ZONE	62
41	EASTERN ASIA	23
42	NORTHEASTERN ASIA, NORTHERN ALASKA TO GREENLAND	27
43	SOUTHEASTERN AND ANTARCTIC PACIFIC	241
44	GALAPAGOS AREA	67
45	MACQUARIE LOOP	105
46	ANDAMAN ISLANDS TO SUMATRA	87
47	BALUCHISTAN	34
48	HINDU KUSH AND PAMIR	41
49	NORTHERN ASIA	1
50	ANTARCTICA	0
51	SUMATORA	359
52	PERU	158

割され、最小の単位は 1° である。各領域の境界で発生している地震に対しては、どちらの領域にも属するものとして取り扱ったので、地震数の各領域の合計は、全地震数を越える。図 3-6 を見て明らかなように各領域の面積は大きく異なっており、例えば、大西洋、太平洋、インド洋などは非常に広範にわたっている一方、環太平洋の地域は非常に細かく分割されている。

3-4 全世界における地球潮汐と地震発生との関連

3-4-1 全世界の解析結果

CMT 解が与えられている全世界 7509 個を用いて、3-3 節で述べた方法で地球潮汐による応力変化と地震発生の相関解析を行った。解析の対象とした応力成分は、応力テンソルの対角和 $J1$ [Jaeger (1979)] および地震断層面上のせん断応力で、いずれも地球潮汐の直接項と間接項が含まれている。なお、 $J1/3$ が封圧である。

全地震 7509 個のデータセットについて、地震発生時刻の地球潮汐 (応力) 位相の頻度分布を図 3-7 に示す。上段が $J1$ 成分、下段がせん断応力成分に対する結果である。横軸は位相角 (30°) で、縦軸は各位相範囲に起きた地震数を相対頻度 (%) で示している。図に見るように、地震は応力変化の全位相にわたってほぼ均等に発生している。位相選択性の大小を表すパラメタ p は、 $J1$ に対して $p = 79\%$ 、せん断応力に対して $p = 25\%$ となった。地震発生と地球潮汐の間には相関は全く認められない。

図 3-8 は、全データから期間長 4 年間の地震を取り出し、この時間ウィンド

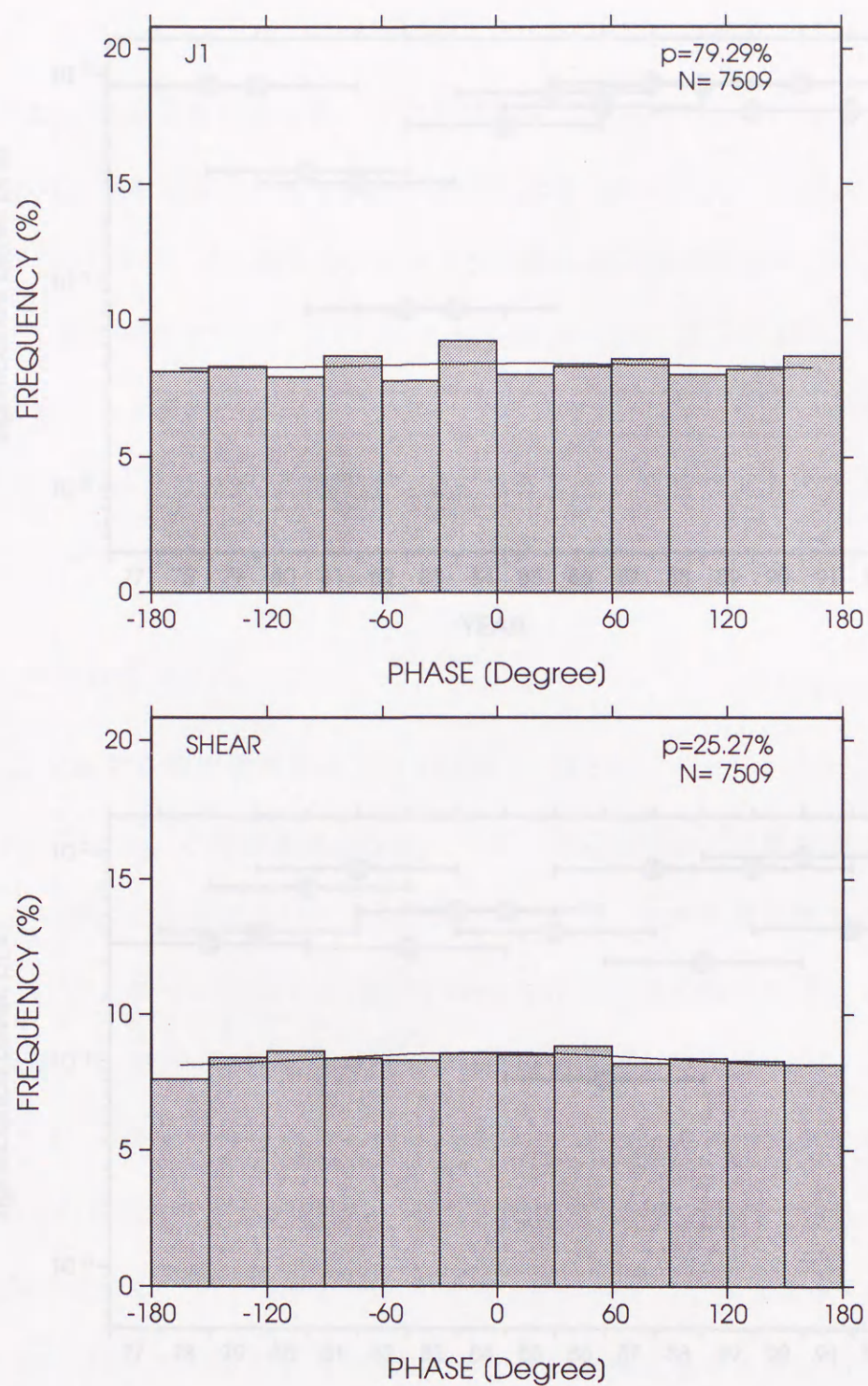


図 3-7 全世界での、地震発生時における潮汐の位相の頻度分布。(上)J1 応力成分, (下)せん断応力成分.

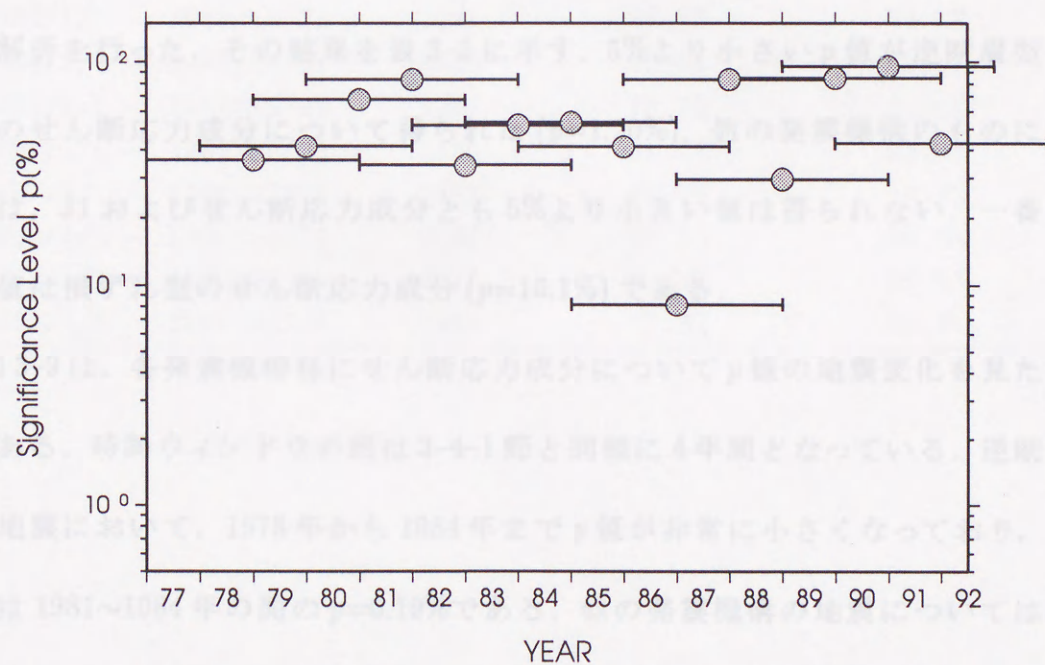
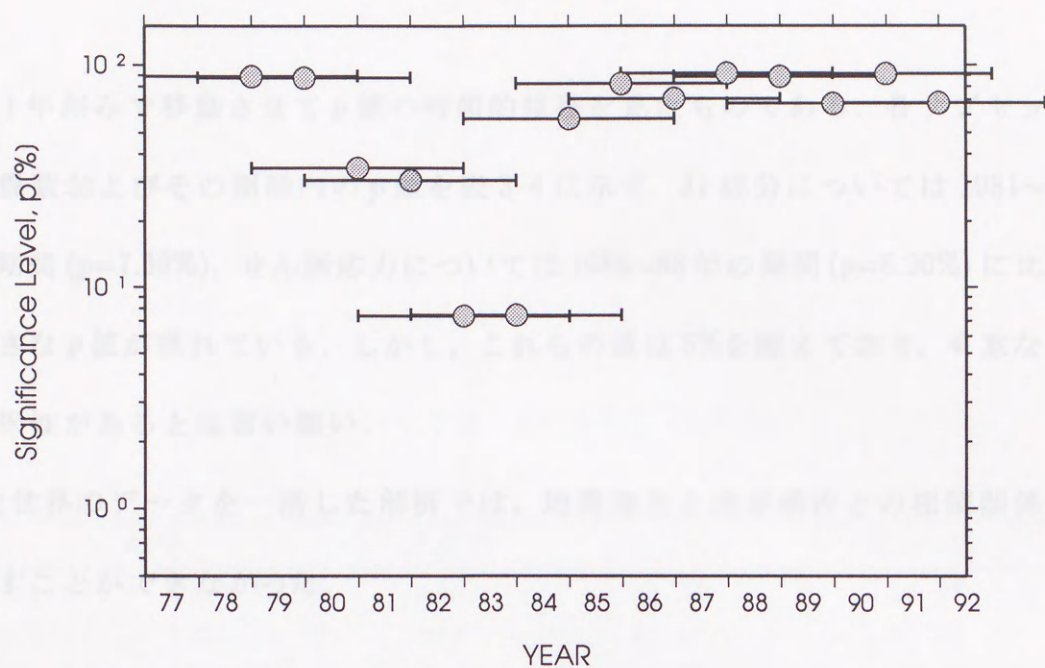


図 3-8 全世界での p 値の時間変化. 解析に用いた期間は 4 年. (上) J1 応力成分, (下) セン断応力成分.

ウを1年刻みで移動させて p 値の時間的推移を見たものである。各サブセットの地震数およびその期間内の p 値を表 3-4 に示す。J1 成分については 1981~84 年の期間 ($p=7.39\%$)、せん断応力については 1985~88 年の期間 ($p=8.20\%$) に比較的小さな p 値が現れている。しかし、これらの値は 5% を越えており、有意な位相選択性があるとは言い難い。

全世界のデータを一括した解析では、地震発生と地球潮汐との相関関係は見出すことができなかった。

3-4-2 発震機構依存性

次に、全地震を発震機構のタイプ別に分け (表 3-2)、各タイプ別に位相選択性の解析を行った。その結果を表 3-5 に示す。5% より小さい p 値が逆断層型の地震のせん断応力成分について得られた ($p=1.20\%$)。他の発震機構のものについては、J1 およびせん断応力成分とも 5% より小さい値は得られない。一番小さい値は横ずれ型のせん断応力成分 ($p=16.1\%$) である。

図 3-9 は、各発震機構毎にせん断応力成分について p 値の地震変化を見たものである。時間ウィンドウの幅は 3-4-1 節と同様に 4 年間となっている。逆断層型の地震において、1978 年から 1984 年まで p 値が非常に小さくなっており、極小値は 1981~1984 年の間の $p=0.19\%$ である。他の発震機構の地震については時折比較的小さな p 値が現れているものの、このような顕著な相関は見られない。

表 3-4 各期間における p 値. (全地震数 7509 個)

期間	地震数	p 値 (J1)	p 値 (SHEAR)
1977/1/1 ~ 1980/12/31	1461	89.3%	36.2%
1978/1/1 ~ 1981/12/31	1537	87.9%	41.8%
1979/1/1 ~ 1982/12/31	1636	34.7%	67.6%
1980/1/1 ~ 1983/12/31	1762	30.5%	83.7%
1981/1/1 ~ 1984/12/31	1841	7.39%	34.3%
1982/1/1 ~ 1985/12/31	1938	7.50%	52.1%
1983/1/1 ~ 1986/12/31	1991	57.8%	53.7%
1984/1/1 ~ 1987/12/31	2063	82.9%	41.5%
1985/1/1 ~ 1988/12/31	2201	70.7%	8.20%
1986/1/1 ~ 1989/12/31	2310	91.8%	83.6%
1987/1/1 ~ 1990/12/31	2401	88.8%	29.7%
1988/1/1 ~ 1991/12/31	2299	67.5%	84.8%
1989/1/1 ~ 1992/06/30	2012	91.3%	95.6%
1990/1/1 ~ 1992/06/30	1391	67.9%	42.9%

表 3-5 発震機構別の p 値.

Fault type \ Component	J1	Shear
Strike	32.6%	16.1%
Thrust	62.9%	1.20%
Normal	95.6%	68.4%
Oblique	37.3%	94.4%
All	88.0%	80.4%

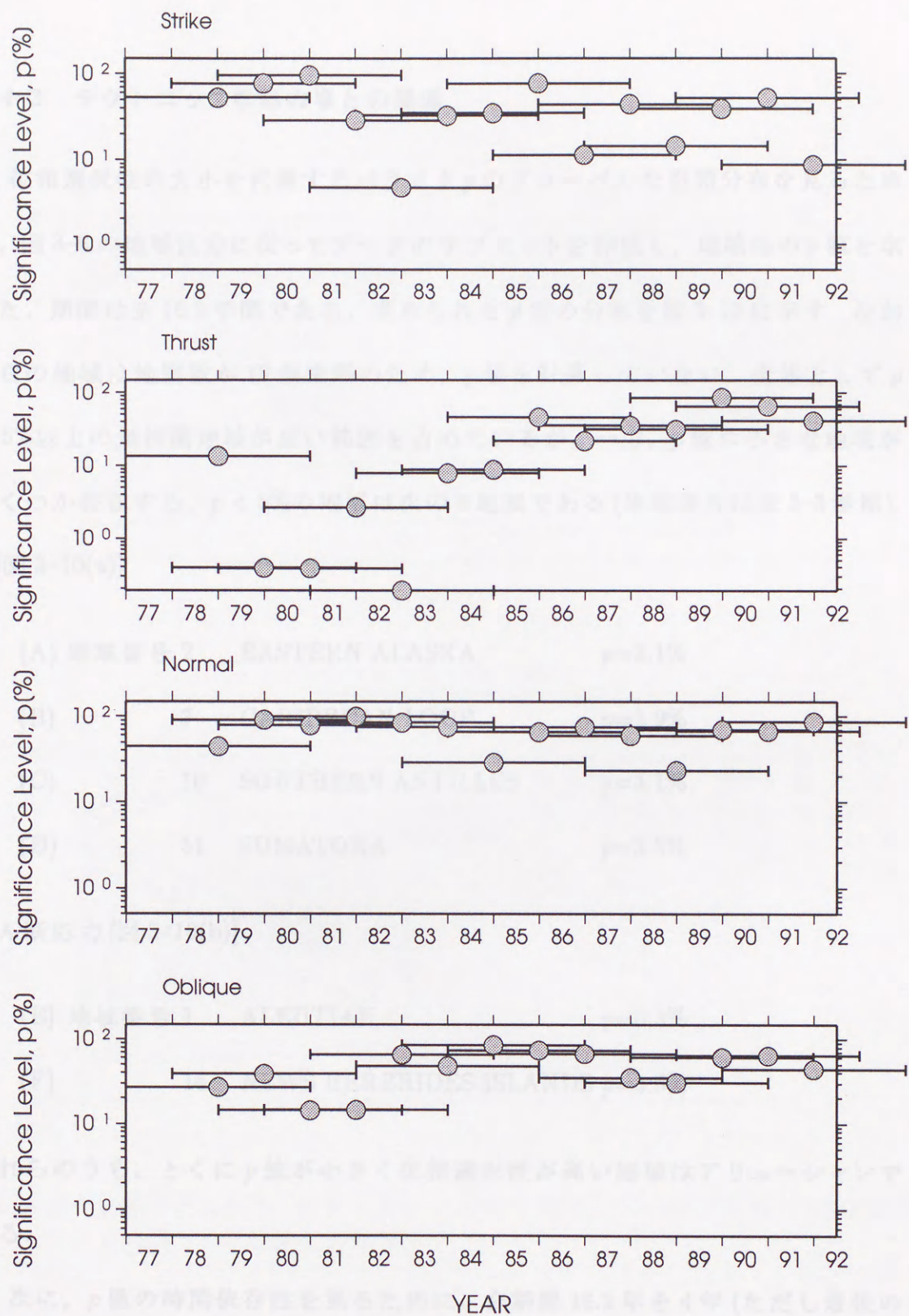


図 3-9 全世界での発震機構別の p 値の時間変化. 解析に用いた期間は4年, 応力成分はせん断応力成分.

3-4-3 テクトニックな応力場との関連

位相選択性の大小を代表するパラメタ p のグローバルな空間分布を見るために、図 3-6 の地域区分に従ってデータのサブセットを作成し、地域毎の p 値を求めた。期間は全 16.5 年間である。求められた p 値の分布を図 3-10 に示す。なお空白の地域は地震数が 10 個未満のため、 p 値を計算していない。全体として p が 5% 以上の無相関地域が広い範囲を占めているが、一方、 p 値の小さな地域がいくつか存在する。 $p < 5\%$ の地域は次の 6 地域である (地域番号は表 3-3 参照)。

J1[図 3-10(a)]

(A)	地域番号 2	EASTERN ALASKA	$p=3.1\%$
(B)	7	CARIBBEAN LOOP	$p=1.9\%$
(C)	10	SOUTHERN ANTILLES	$p=3.1\%$
(D)	51	SUMATORA	$p=3.8\%$

せん断応力 [図 3-10(b)]

(E)	地域番号 1	ALEUTIAN	$p=0.3\%$
(F)	14	NEWS HERBRIDES ISLANDS	$p=3.5\%$

これらのうち、とくに p 値が小さく位相選択性が高い地域はアリューシャンである。

次に、 p 値の時間依存性を見るために、全期間 16.5 年を 4 年 (ただし最後の期間だけ 3 年半) ごとの 13 期間に分割し、各地域における地震発生と地球潮汐との関連を調べた。期間の長さを 4 年としたのは、各データサブセットとも 10

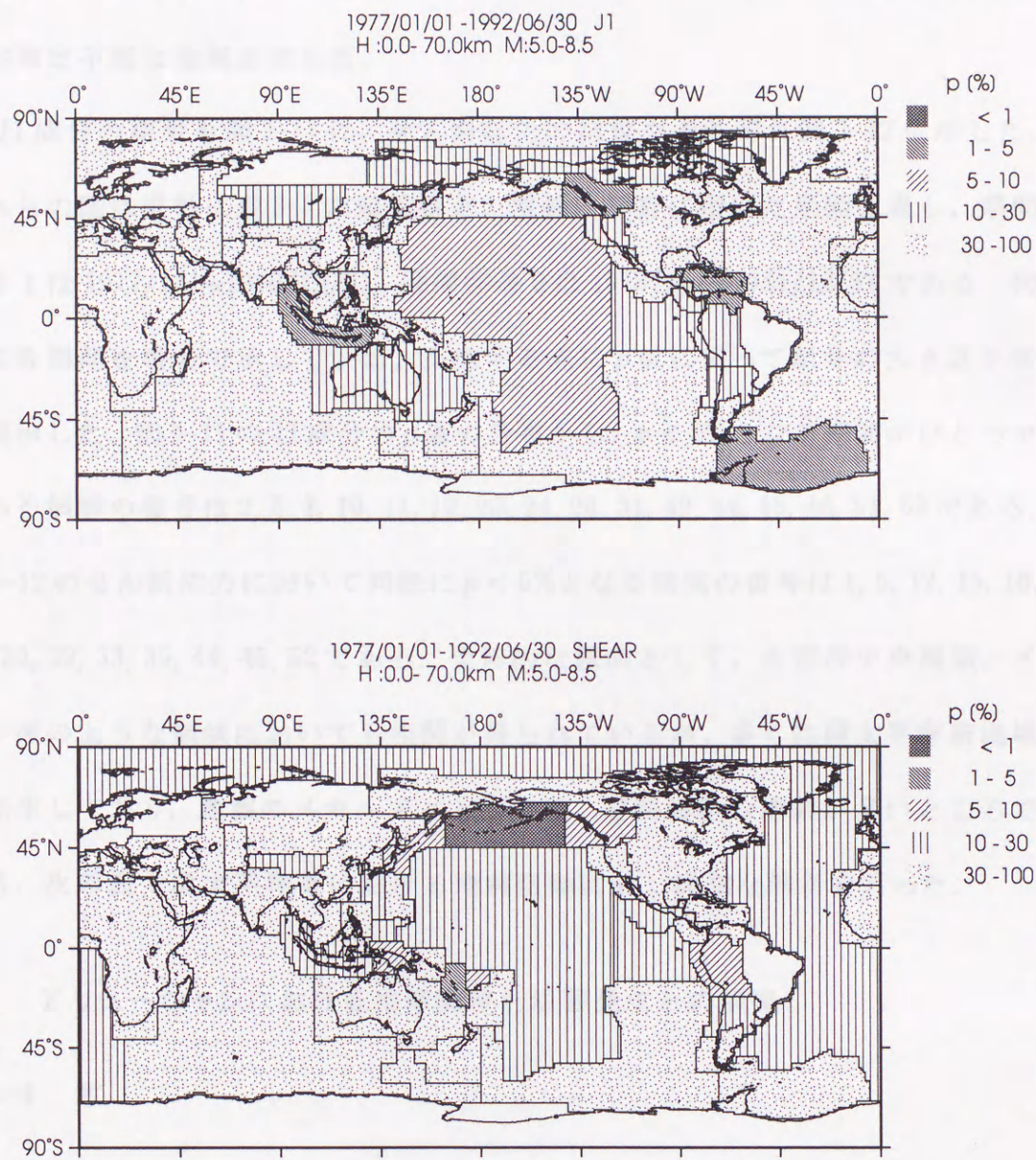


図 3-10 p 値の空間分布. 解析に用いた期間は 1977/1/1~1992/6/30. (上)J1 応力成分, (下)せん断応力成分.

個以上の地震を含み，Schuster の検定の精度を確保するためである．それでもなお検定不能な地域が生じた．

J1 成分の結果を図 3-11 に，せん断応力の結果をそれぞれ図 3-12 に示した．これらの図は縦軸に表 3-3 の領域番号，横軸に解析に用いた期間を表し，期間番号 1 は 1977/1/1~1980/12/31，期間番号 2 は 1978/1/1~1981/12/31 である．同様に各期間を番号で示している．交差する点に p 値に従って記号の大きさを変え図示した．図 3-11 の J1 成分の p 値の分布から， $p < 5\%$ となる期間がひとつでもある領域の番号は 2, 3, 7, 10, 11, 12, 20, 24, 28, 31, 32, 44, 45, 46, 51, 52 である．図 3-12 のせん断応力において同様に $p < 5\%$ となる領域の番号は 1, 5, 12, 13, 16, 17, 20, 32, 33, 39, 44, 45, 52 である．全体的な傾向として，大西洋中央海嶺，インド洋のような領域においても相関が得られているが，多くは環太平洋帯地域に発生しており，地震のメカニズムとしては，逆断層型の地震が多いところである．次の節で環太平洋帯における地震活動に対し詳細な解析を行った．

3-5 アリューシャンにおける地球潮汐と地震発生との関連

3-5-1 序

本節では，3-4 節で地震発生と地球潮汐の高い相関関係が明らかとなったアリューシャン地域について詳細な分析を行う．この地域は，典型的な沈み込み帯であり，プレートの沈み込みに伴う逆断層型の地震が卓越している．地震活動の特徴を見るために，震央分布を図 3-13，その M-T 図を図 3-14 に示す．データ期間の中央付近の 1986 年 5 月 7 日に，アンドレアノフ諸島付近に Mw 8.0 の巨大

J1

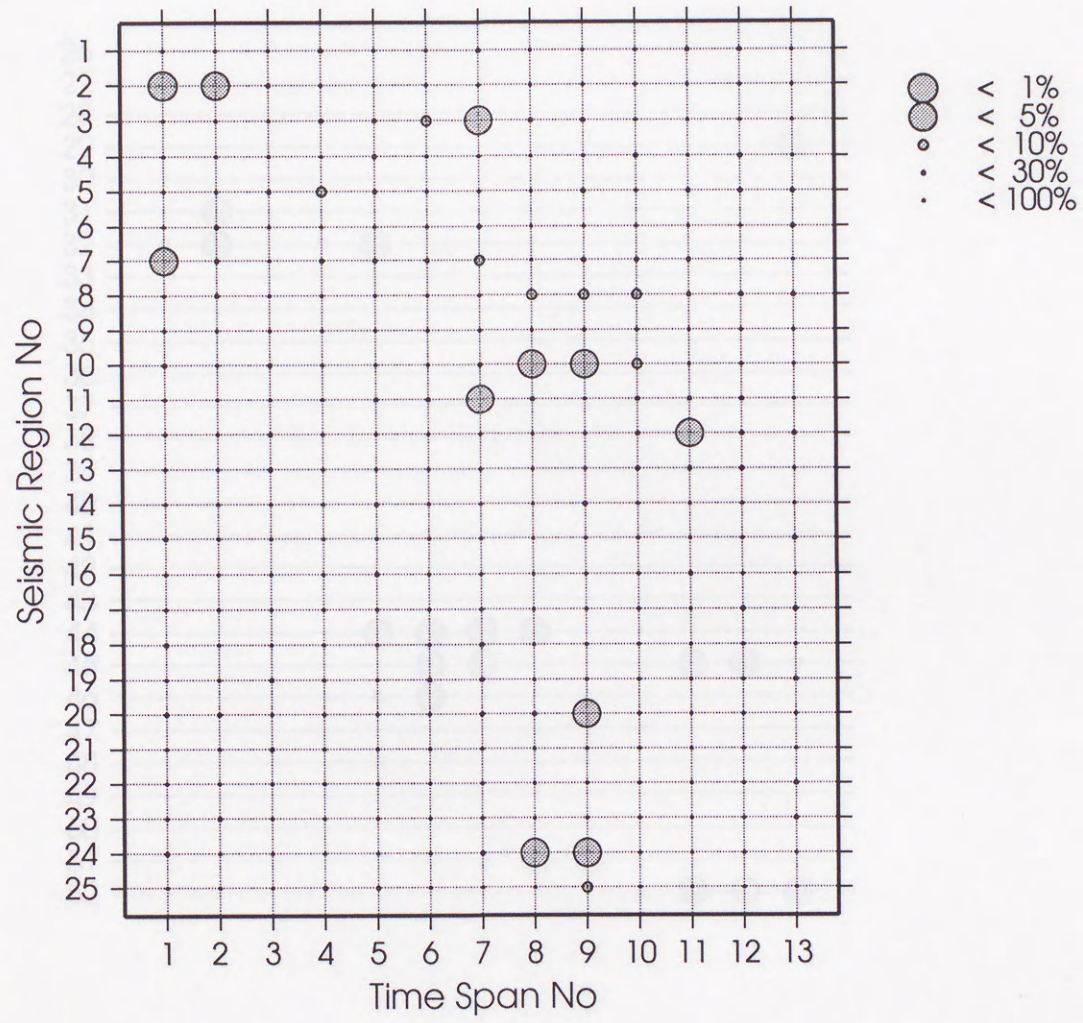


図 3-11(a) 各地域別 (地域番号 1-25) の p 値の時間変化. J1 応力成分.

J1

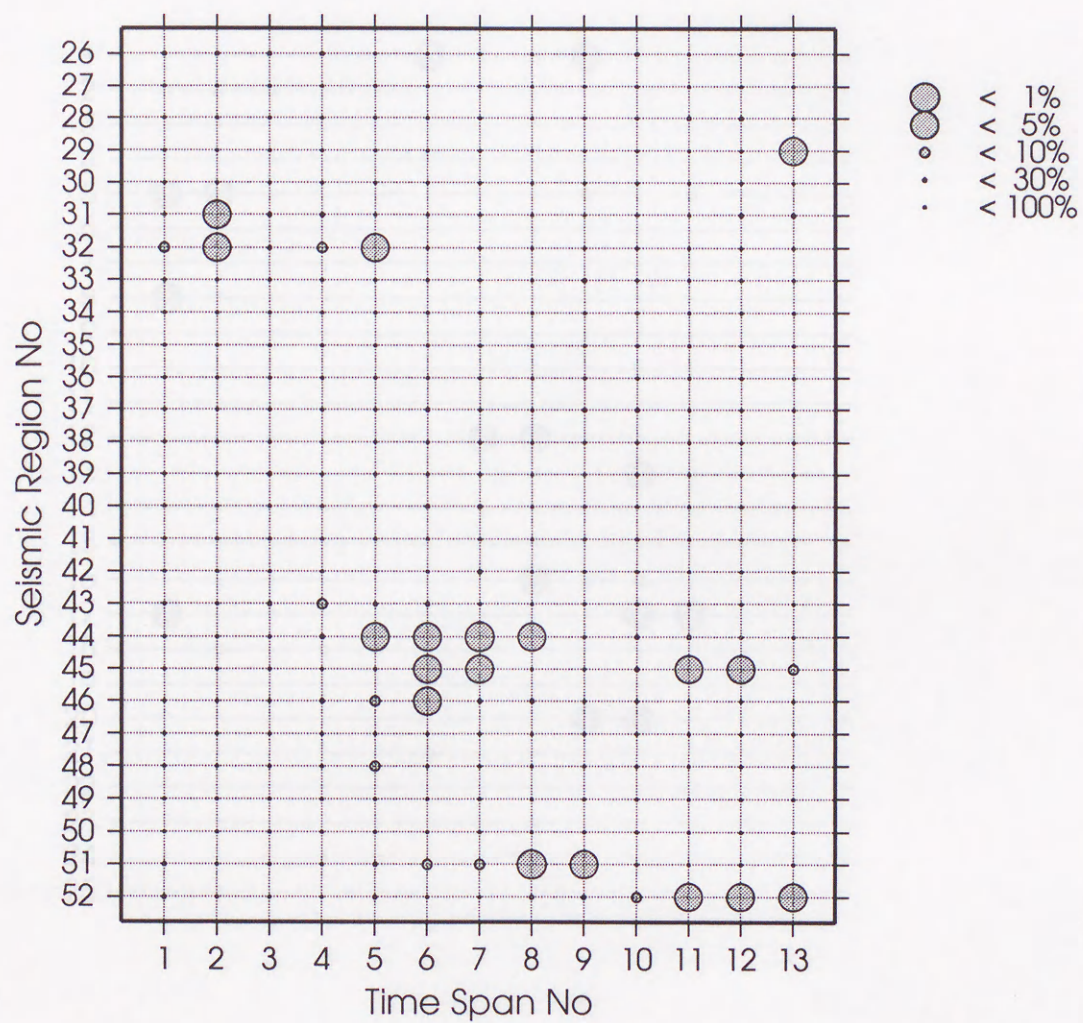


図 3-11(b) 各地域別 (地域番号 26-52) の p 値の時間変化. J1 応力成分.

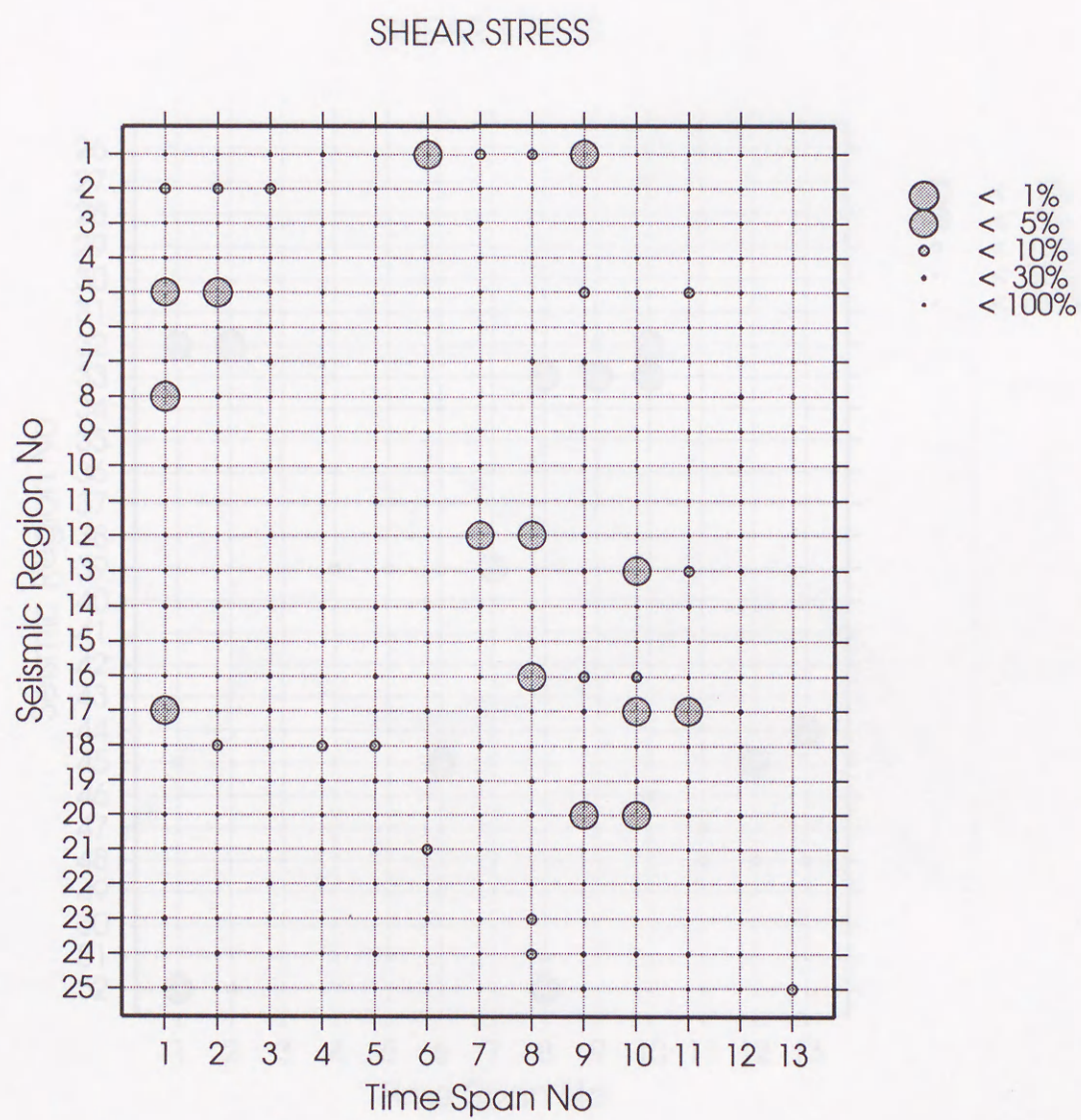


図 3-12(a) 各地域別 (地域番号 1-25) の p 値の時間変化. せん断応力成分.

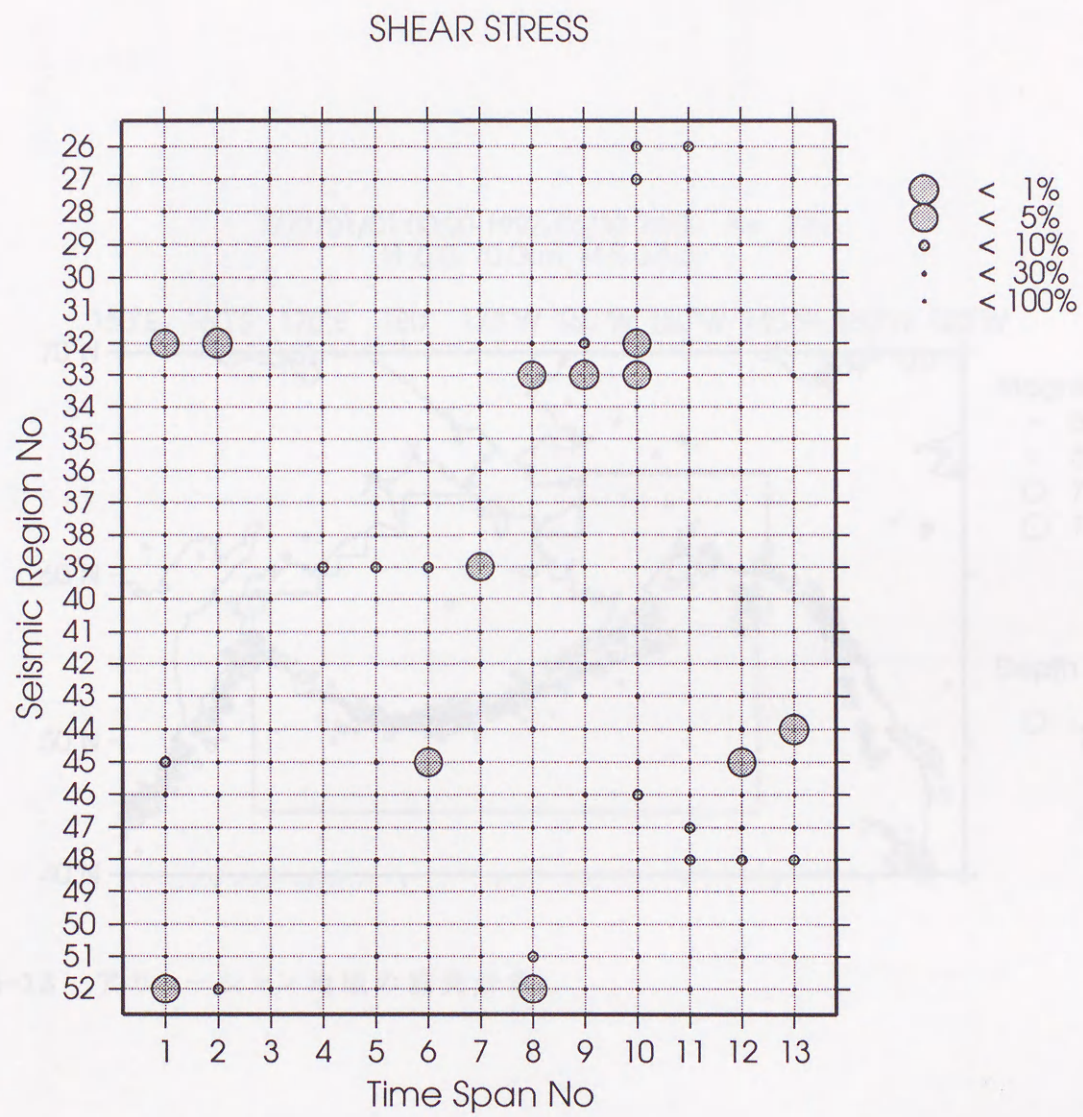


図 3-12(b) 各地域別 (地域番号 26-52) の p 値の時間変化. せん断応力成分.

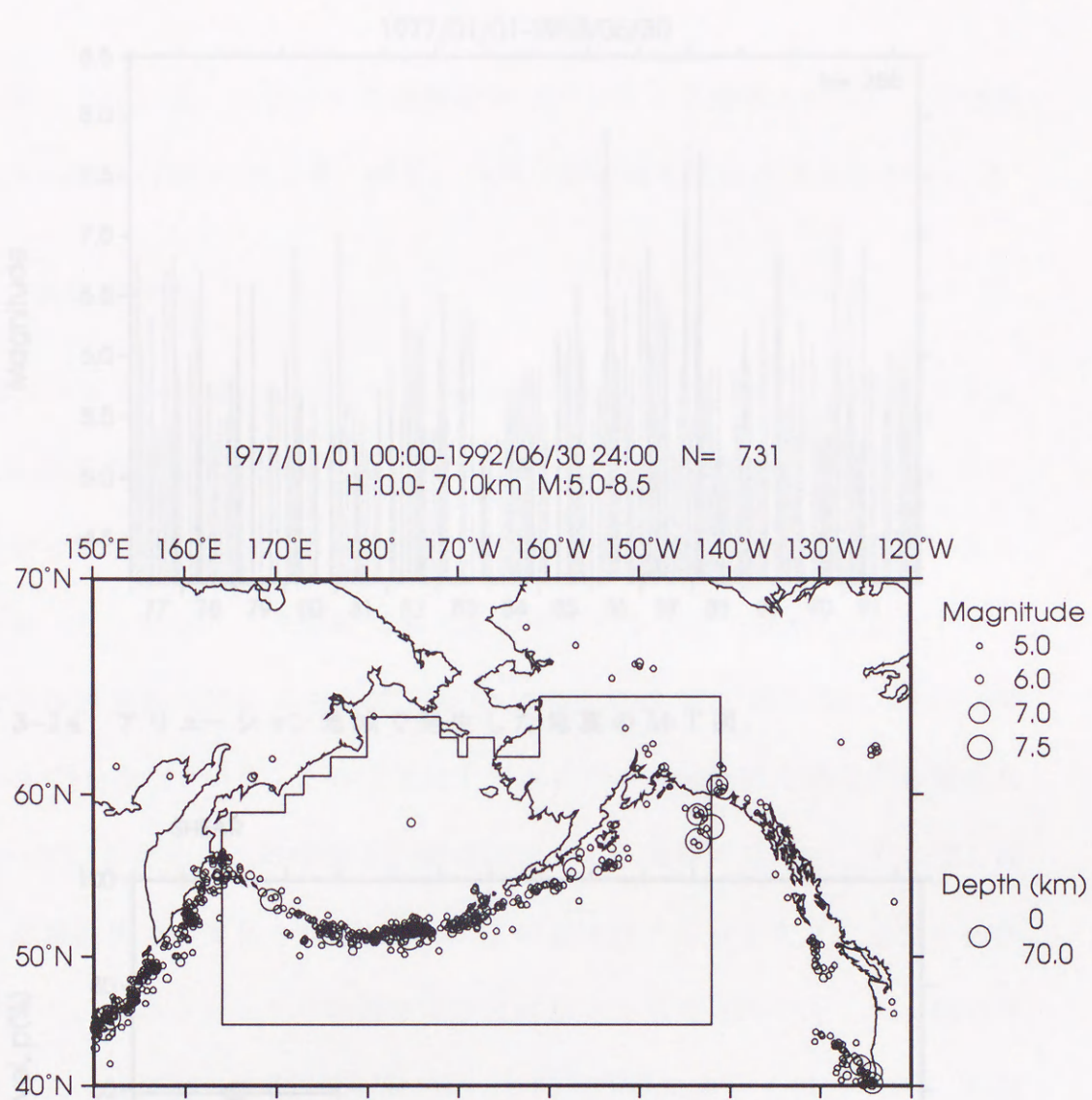


図 3-13 アリューシャン地域の震央分布.

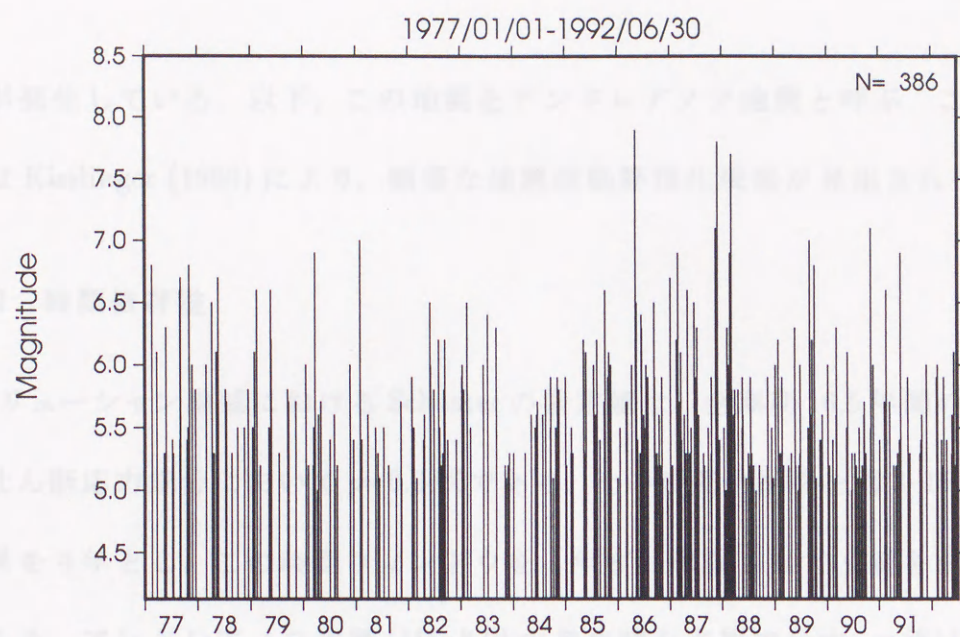


図 3-14 アリューシャン地域で発生した地震の M-T 図.

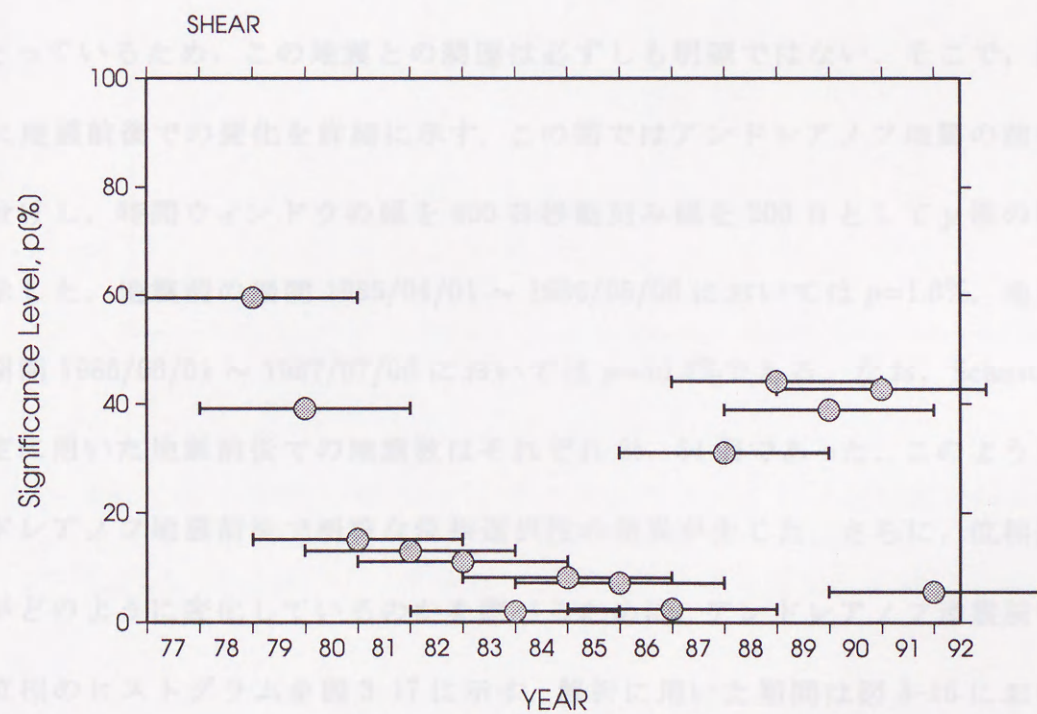


図 3-15 アリューシャン地域における p 値のせん断応力成分の時間変化. 解析に用いた期間長は 4 年.

地震が発生している。以下、この地震をアンドレアノフ地震と呼ぶ。この地震前には Kisslinger (1988) により、顕著な地震活動静穏化現象が見出されている。

3-5-2 時間依存性

アリューシャン地域における Schuster の検定値は、全期間 16.5 年間のデータではせん断応力成分において $p=0.28\%$ である。その時間的推移を図 3-15 に示す。期間長を 4 年とし、この時間ウィンドウを 1 年ずつ移動させて p 値を求めたものである。アンドレアノフ地震 (M_w 8.0) の発生時を点線で示す。 p 値はアンドレアノフ地震発生の際に小さな値をとり、1982~1985 年に $p=2.0\%$ 、1985~1988 年に $p=2.4\%$ となっている。この図ではアンドレアノフ地震発生時を含む解析区間をとっているため、この地震との関連は必ずしも明瞭ではない。そこで、図 3-16 に地震前後での変化を詳細に示す。この図ではアンドレアノフ地震の前後を区分けし、時間ウィンドウの幅を 400 日移動刻み幅を 200 日として p 値の推移を示した。地震前の期間 1985/04/01 ~ 1986/05/06 においては $p=1.6\%$ 、地震後の期間 1986/06/01 ~ 1987/07/06 においては $p=30.3\%$ である。なお、Schuster の検定に用いた地震前後での地震数はそれぞれ 25, 51 個であった。このようにアンドレアノフ地震前後で明瞭な位相選択性の差異が生じた。さらに、位相選択性がどのように変化しているのかを調べるために、アンドレアノフ地震前後での位相のヒストグラムを図 3-17 に示す。解析に用いた期間は図 3-16 において使用した期間ではなく、地震前の期間は 1977/1/1~1986/5/6、地震後の期間は 1986/5/8~1992/06/30 である。このような長い期間を用いたのは位相のヒスト

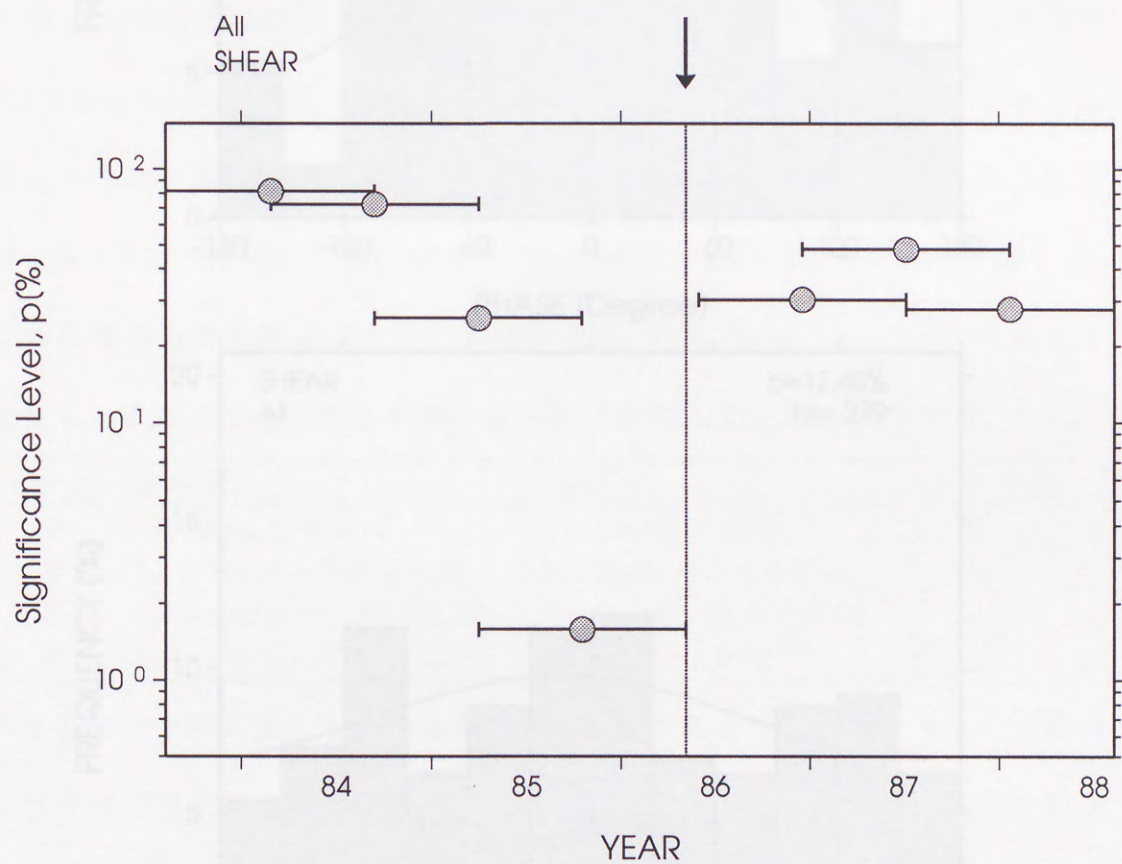


図 3-16 400 日幅の移動時間ウィンドウで見たアンドレアノフ地震 ($M_w=8.0$) 前後での p 値の時間的推移 (せん断応力成分). 解析に用いた期間は 1983/8/10~1988/8/9. 矢印はアンドレアノフ地震発生の時刻を示す.

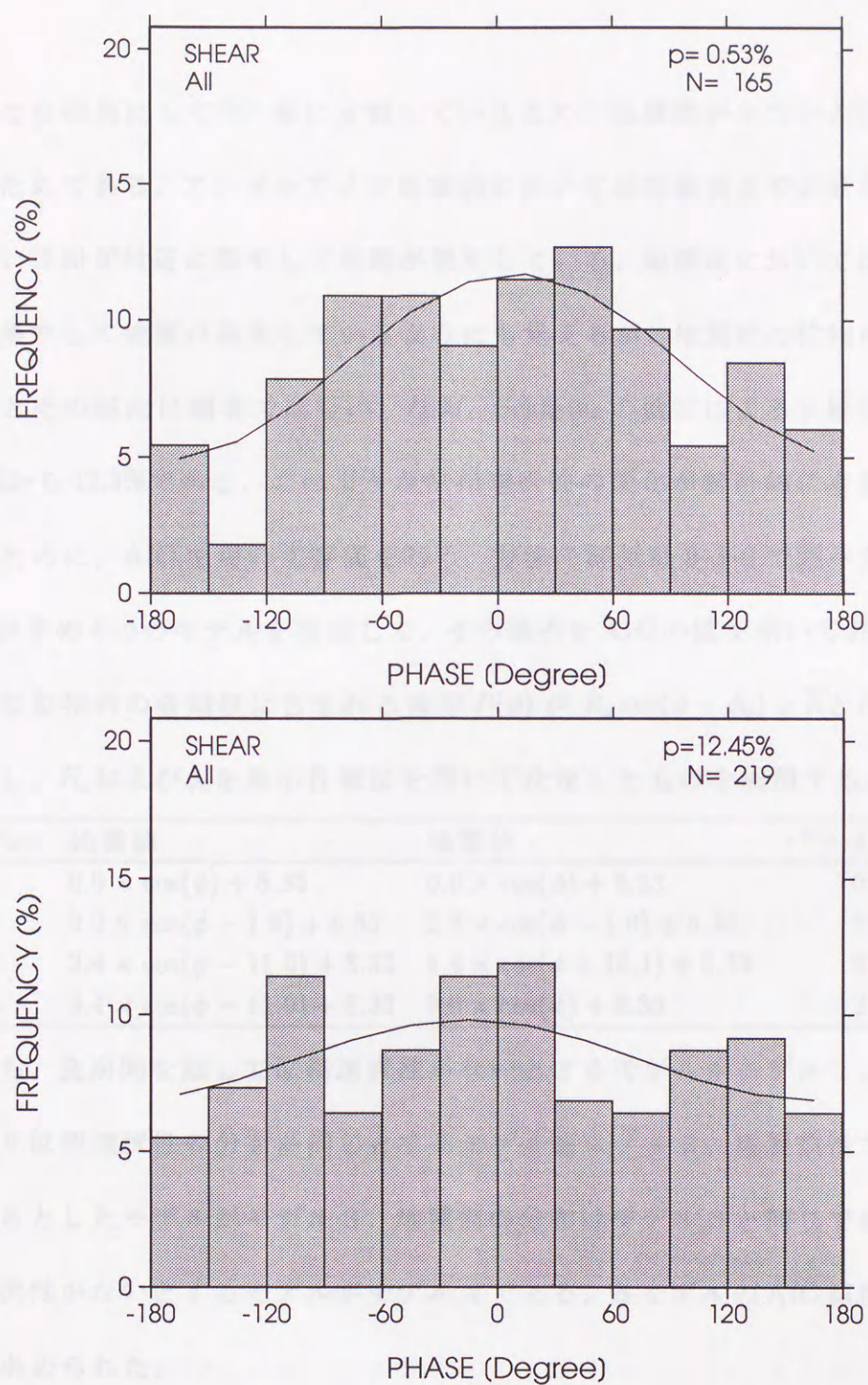


図 3-17 アンドレアノフ地震 ($M_w=8.0$) 地震前後でのせん断応力成分の位相の頻度分布. (上) 地震前 (1977/1/1~1986/5/6) の期間, (下) 地震後 (1986/5/8~1992/6/30) の期間.

グラムは位相角にして 30° 毎に分割しているため、地震数が少ないと分布が見れないためである。アンドレアノフ地震前においては断層面上でのせん断応力が大きい位相 0° 付近に集中して地震が発生している。地震後においては位相 0° 付近に集中して地震が発生しているようにも見えるが、地震前の位相の分布に比べるとその傾向は顕著ではない。なお、Schuster の検定による p 値の変化は $p=0.5\%$ から 12.5% である。このような位相選択性の変化が統計的に有意か否かを見るために、AIC を用いて評価を行う。方法の詳細は 3-3-2 で述べた。ここでは、以下の 4 つのモデルを設定して、その優劣を AIC の値を用いて評価する。モデルは位相角の各階級に含まれる確率 $P(\phi)$ が $R_a \cos(\phi - \phi_0) + \bar{R}$ となることを仮定し、 R_a および ϕ_0 を最小自乗法を用いて決定したものを使用する。

モデル	地震前	地震後	パラメタ数
1	$0.0 \times \cos(\phi) + 8.33$	$0.0 \times \cos(\phi) + 8.33$	0
2	$2.2 \times \cos(\phi - 1.8) + 8.33$	$2.2 \times \cos(\phi - 1.8) + 8.33$	2
3	$3.4 \times \cos(\phi - 11.0) + 8.33$	$1.4 \times \cos(\phi + 15.1) + 8.33$	4
4	$3.4 \times \cos(\phi - 11.0) + 8.33$	$0.0 \times \cos(\phi) + 8.33$	2

すなわち、全期間を通して位相選択性がないとするモデルがモデル 1、全期間にわたり位相選択性の分布が同じとするモデルをモデル 2、地震前後で分布が変化するとしたモデルがモデル 3、地震前の分布はモデル 3 と同じで地震後は位相選択性がないとするモデルがモデル 4 である。各モデルの AIC 値は以下のよう求められた。

モデル	AIC の値
1	1918.35
2	1908.97
3	1909.12
4	1908.07

各モデルのうち、AIC が最小のモデル 4 が最適と判定される。次に AIC が小さいのはモデル 2 であるが、モデル 4 と比べて差が約 1 であるので、両者の優劣は有意と考えられる。アンドレアノフ地震前には地球潮汐による位相選択性が存在し、地震後はなくなるということが AIC を用いても有意である。

以上の解析においては、位相選択性の分布がアンドレアノフ地震の発生を境に変化していると仮定してモデル比較を行い、モデル 4 が最適であることを示した。そこでモデル 4 を用いて、位相選択性の分布の変化する時刻の最適値を同様にして求めることを試みる。ある時刻 T_0 までの位相の確率密度関数を最小自乗法を用いて求め、その時刻以降は位相選択性がないとするモデルを考える。そして T_0 を移動させ、その AIC の値の変化を見たのが図 3-18 である。点線はアンドレアノフ地震の発生時刻を示している。

AIC の値はアンドレアノフ地震の発生時刻まで緩やかに単調減少し、アンドレアノフ地震の発生時刻において極小値をとり、その後急激に増加している様子が見て取れる。AIC 値がもっとも小さい時刻が位相の分布の変化時刻になるので、まさに、アンドレアノフ地震の発生前後で位相選択性が変化したことが示された。

アンドレアノフ地震前後で顕著な位相分布の変化が存在しているので、地震前後で地震の発震機構に変化があるかどうかを調べるため、その震源球の時間変化を図 3-19 に示した。ただし、震源球は下半球投影である。この図から明瞭なメカニズムの変化は読みとれない。

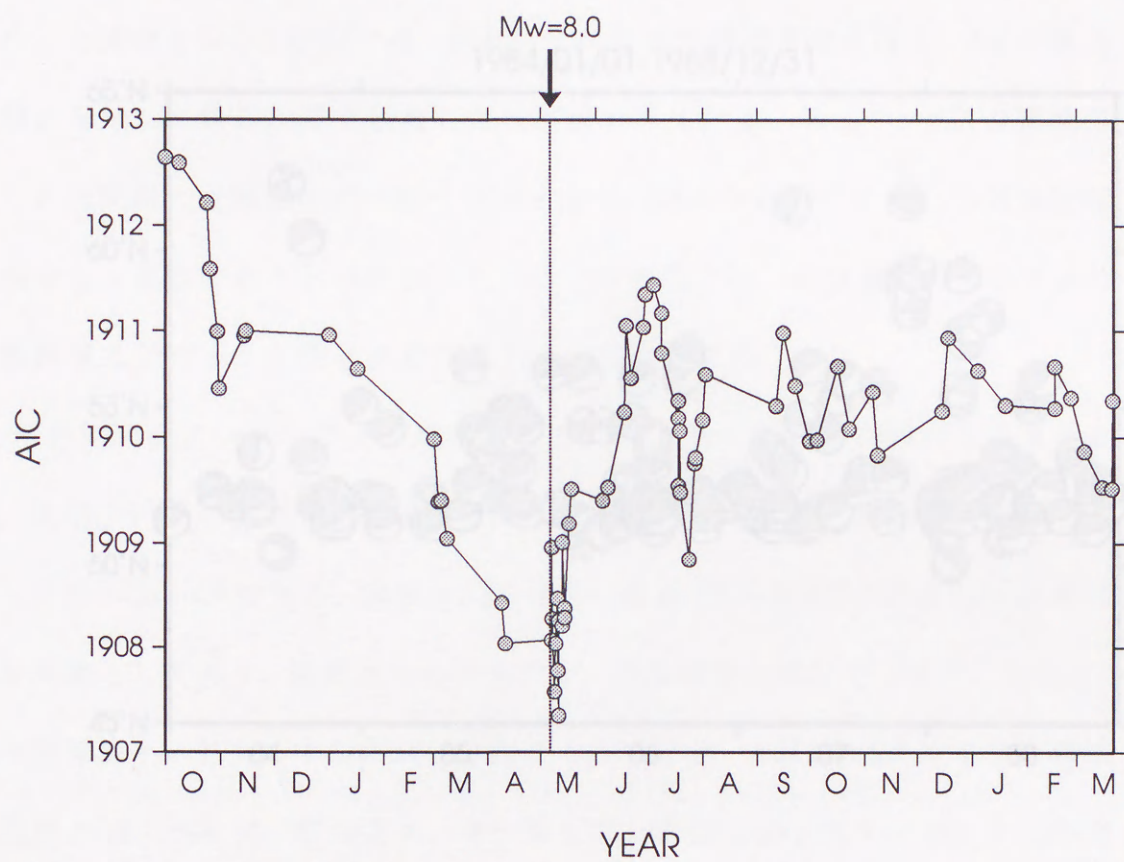


図 3-18 AIC の時間的推移. AIC の最小値の時刻が位相選択性が変化した時刻を示す.

3-6-3 空間分布

多くの地震の発生より、アンデレアノフ地帯前に海溝帯と海淵帯の境界線をもつことが明らかとなった。図3-19の図内海域に示す、地震の発生は不均一な分布をもった状態では、アンデレアノフ地帯の境界線に沿って、地震の発生が集中していることが知られている。この図で、地震の発生がアンデレアノフ地帯とどのような関係があるかを明らかにする。

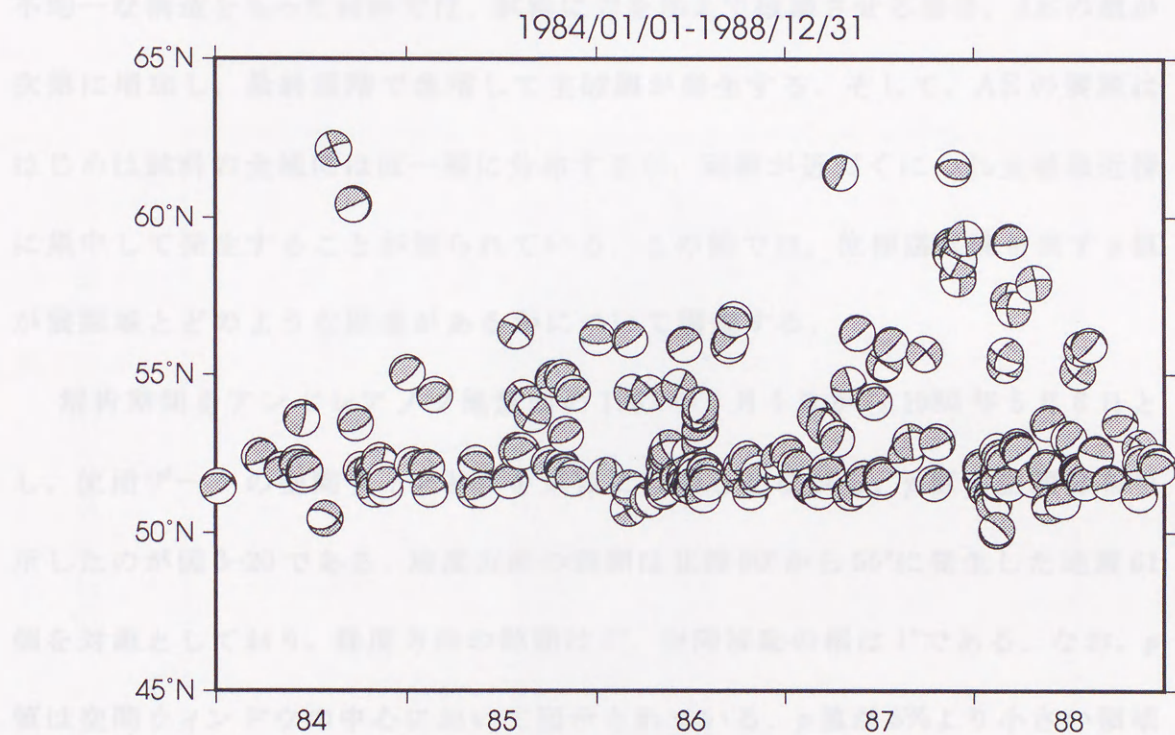


図 3-19 1984 年 1 月 1 日から 1988 年 12 月 31 日の震源球の時間的变化 (アリュウーシャン地域で発生した地震の震央を緯度方向に射影).

3-6-4 新層面の非線形変位

アンデレアノフ地帯 (M=8.0) の発生直前には、地殻変動による新層面上のせん断応力変化が地震の発生と強い相関関係にあることが明らかになった。しかし、応力の31成分 (前記の3倍) にはこのような強い相関は見られない。これが何に起因するのか。地震発生として広く用いられているターボンの破壊条件

3-5-3 空間分布

3-5-2節の結果より，アンドレアノフ地震前に地震発生時刻が位相選択性をもつことが明らかとなった．岩石を用いた室内実験によれば，花崗岩のような不均一な構造をもった材料では，試料に力を加えて破壊させる場合，AEの数が次第に増加し，最終段階で急増して主破壊が発生する．そして，AEの震源ははじめは試料の全域にほぼ一様に分布するが，破壊が近づくにつれ主破壊近傍に集中して発生することが知られている．この節では，位相選択性を表す p 値が震源域とどのような関連があるかについて調査する．

解析期間をアンドレアノフ地震前の1982年1月1日から1986年5月6日とし，使用データの空間ウィンドウを東西に移動させながら， p 値の空間分布を示したのが図3-20である．緯度方向の範囲は北緯 50° から 55° に発生した地震61個を対象としており，経度方向の範囲は 5° ，空間移動の幅は 1° である．なお， p 値は空間ウィンドウの中心において図示されている． p 値が5%より小さい領域は経度が 180° から 174°W であり，震源域を含む西側に限られている．その外側では5%より小さい p 値が得られていない．

3-5-4 断層面の摩擦係数の推定

アンドレアノフ地震($M_w=8.0$)の発生直前には，地球潮汐による断層面上のせん断応力変化が地震の発生と高い相関関係にあることが明らかになった．しかし，応力の J_1 成分(封圧の3倍)にはこのような高い相関は見られない．これが何に起因するのか，破壊基準として広く用いられているクーロンの破壊条件

を用いて考察する。地震発生直後の主応力軸の方向(主応力)が震源による微小な変位($\Delta u, \Delta v$)が作用していると考えられる。このとき、タービンの応力状態は、

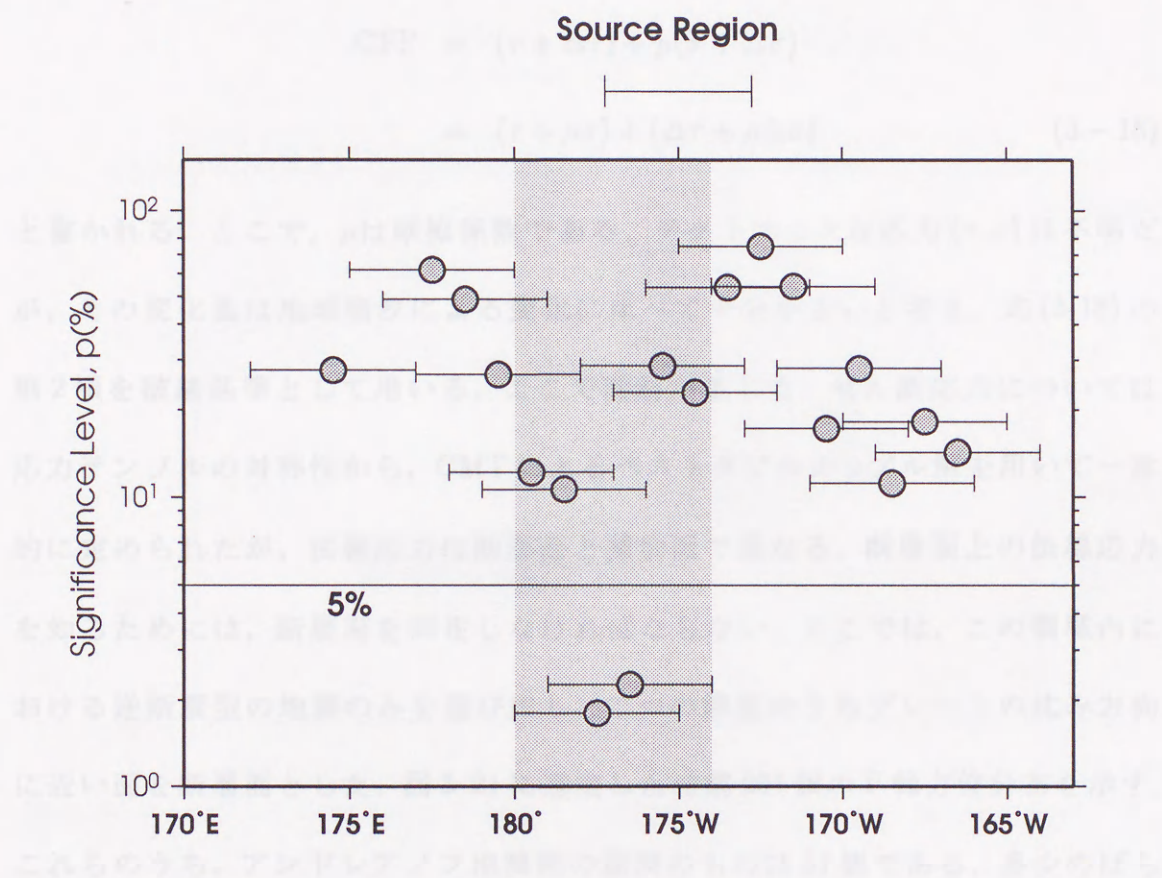


図 3-20 アリューシャン地域における p 値の空間分布. p 値は 1986 年 5 月 7 日に発生したアンドレアノフ地震(震源域を図の上端に示す)の発生前の期間について、東西 5° 幅の移動空間ウィンドウ内の地震データから求めたもの. 陰影部分は p 値が 5% 未満の領域.

す。せん断応力成分については $p=0.1$ 倍という高い信頼確率性が見られるが、他の 2 成分については信頼確率性が乏しい。図 3-22 の下図は、 $p=0.1, 0.5, 0.7$ を仮定して式 (3-19) の CFF に対する応力状態分布を示したものである。 p 値はどれも 1% より小さいが、単純係数を 0.1 とし n と m が最も小さい値 ($p=0.12\%$) と

を用いて考察する。地震発生場ではテクトニックな応力 (τ, σ) に潮汐による微小な変化 $(\Delta\tau, \Delta\sigma)$ が作用していると考えられる。このとき、クーロンの破壊基準は、

$$\begin{aligned} \text{CFF} &= (\tau + \Delta\tau) + \mu(\sigma + \Delta\sigma) \\ &= (\tau + \mu\sigma) + (\Delta\tau + \mu\Delta\sigma) \end{aligned} \quad (3-18)$$

と書かれる。ここで、 μ は摩擦係数である。テクトニックな応力 (τ, σ) は不明だが、その変化量は地球潮汐による変化に比べて十分小さいと考え、式(3-18)の第2項を破壊基準として用いる。ここで問題が生じる。せん断応力については応力テンソルの対称性から、CMTによるベストダブルカップル解を用いて一意的に定められたが、法線応力は断層面と補助面で異なる。断層面上の法線応力を知るためには、断層面を同定しなければならない。ここでは、この領域内における逆断層型の地震のみを選び出し、二つの節面のうちプレートの沈み方向に近い面を断層面とした。図3-21に選定した地震204個のP軸方位分布を示す。これらのうち、アンドレアノフ地震前の期間のものは61個である。多少のばらつきはあるものの、P軸はプレートの沈み込み方向にそろっている。これら61個の地震について、地球潮汐による応力変化のJ1、せん断応力、法線応力の各成分に対する地震発生時の位相を計算した。その頻度分布を図3-22の上段に示す。せん断応力成分については $p=0.31\%$ という高い位相選択性が見られるが、他の2成分については位相選択性が乏しい。図3-22の下段は、 $\mu=0.1, 0.4, 0.7$ を仮定して式(3-18)のCFFに対する位相頻度分布を示したものである。 p 値はどれも1%より小さいが、摩擦係数を0.1としたときが最も小さい値($p=0.19\%$)と

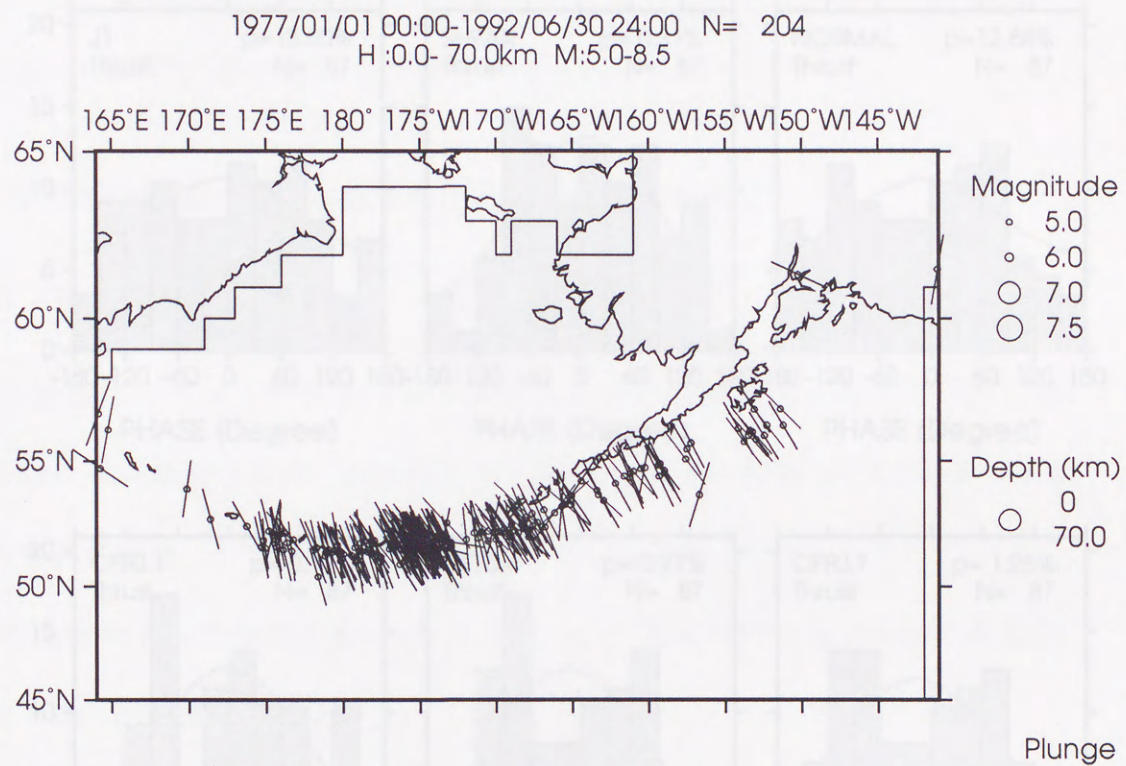


図 3-21 アリューシャン地域に発生した逆断層型の地震のP軸方位分布.

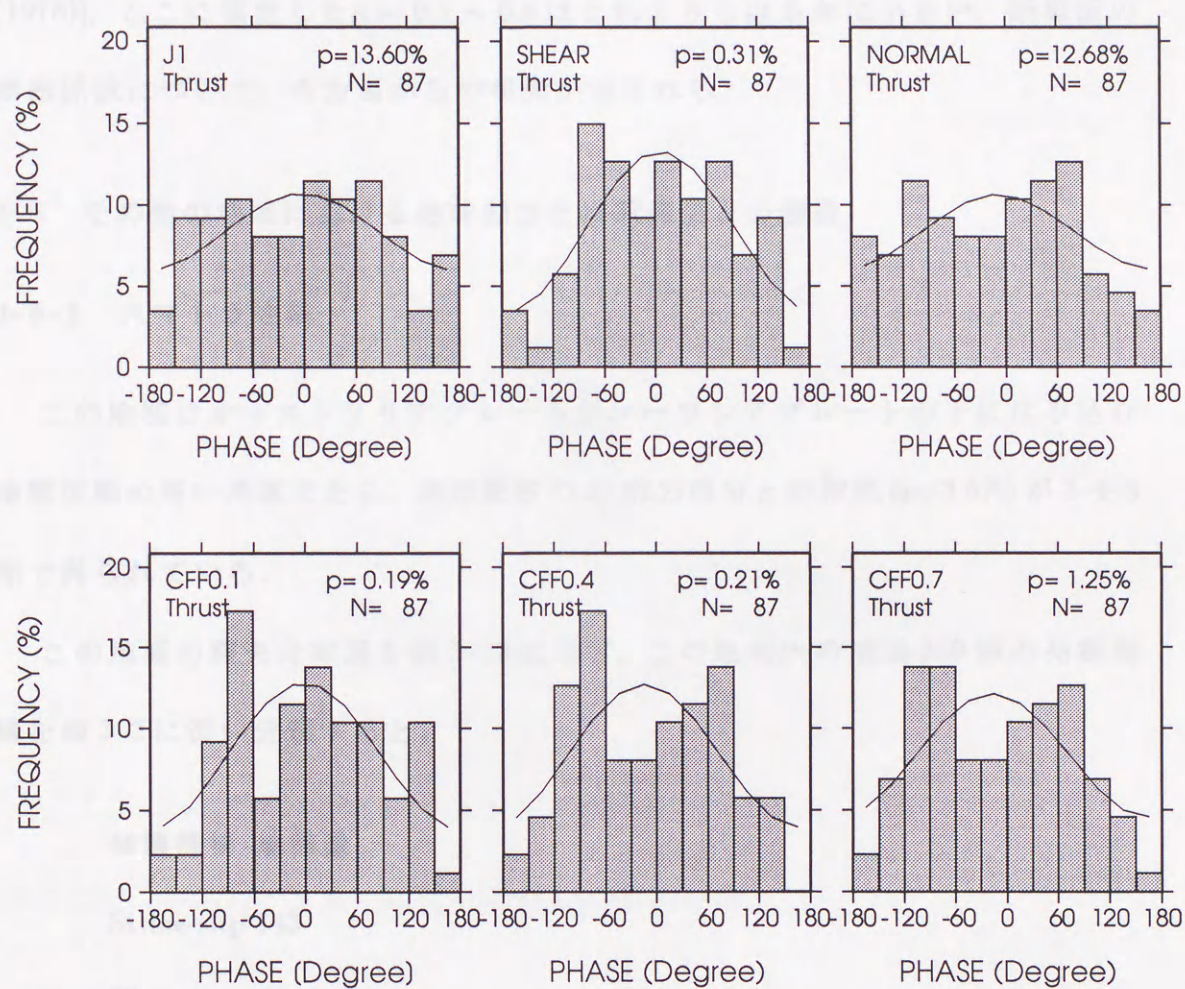


図 3-22 アンドレアノフ地震発生前までの期間における J1, せん断応力, 法線応力, CFF($\mu=0.1, 0.4, 0.7$) に対する位相の頻度分布.

なっている。すなわち、 μ がこの程度小さければ、せん断応力および法線応力に対する解析結果(図 3-22 の上段)を矛盾なく説明できる。室内岩石破壊実験からは、摩擦係数は岩石の種類によらずおよそ 0.75 程度であるされている [Byrelee (1978)]。ここに推定した $\mu = 0.1 \sim 0.4$ はこれよりもはるかに小さい。断層面の摩擦係数について、各方面からの研究が望まれる。

3-6 その他の地域における地球潮汐と地震発生との関連

3-6-1 スマトラ地域

この地域はオーストラリアプレートがユーラシアプレートの下に沈み込む地震活動の高い地域である。地球潮汐の J1 応力成分との相関 ($p=3.8\%$) が 3-4-3 節で得られている。

この地域の震央分布図を図 3-23 に示す。この地域内の地震 359 個の発震機構を表 3-2 に従い分類すると、

発震機構 地震数

Strike-slip 143

Thrust 84

Normal 39

Oblique 93

であり、プレートの沈み込みにより発生すると考えられる逆断層型の地震は 84 個と全体に比べ少ない。また、1977 年 8 月 19 日に $M_w=8.3$ の地震が発生してお

り、アリュージョンの断ち断ちで構成しているが、この断層は正断層型の断層であつた。以下、断層には逆断層型の断層のみを用いる。

まず、断層の活動性について、断層の活動性を図3-24に示す。断層に用いた断層は4本である。1977年から1992年(平均 $\mu=1.25$)、1981

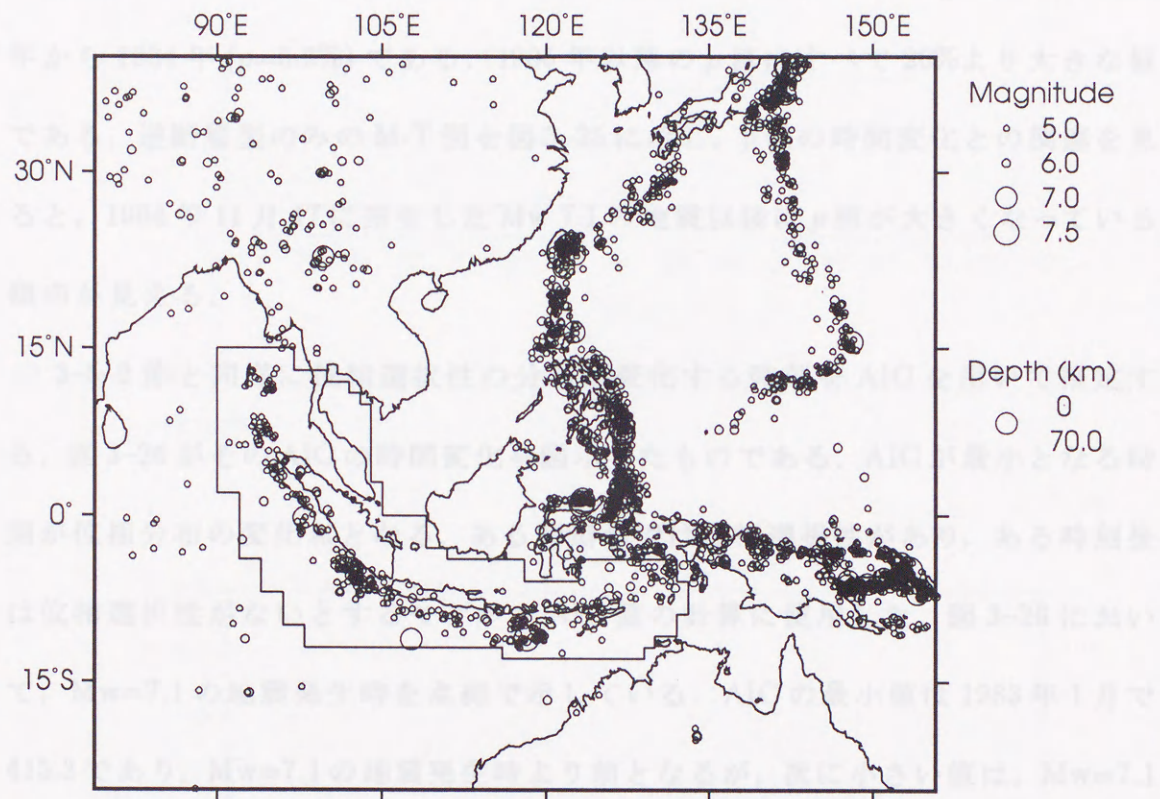


図3-23 スマトラ地域に発生した地震の震央分布。

1983年1月より、 $M_w=7.1$ の地震の発生まで断層が起っていない。さらに、AICの値が6.1となるのでどちらの断層が良いとは断定できない。よって、位相成分の变化時刻は1983年から1984年の間には起こったと考えられる。位相成分の变化時刻が確定できたので、 $M_w=7.1$ の地震前後で位相断層の分布の変化を比較する。図3-27の上段が地震前後の分布で、 μ 値は0.45と0.5を算出する。その断層力が大きい位相が付近に集中しており、断層断層による応力が断層の発生を加速する方向に作用してい

り、アリュージョンの例もあるので興味深いが、この地震は正断層型の地震であった。以下、解析には逆断層型の地震のみ使用する。

まず、せん断応力成分について p 値の時間変化を図 3-24 に示す。解析に用いた期間長は 4 年である。 p 値が小さい期間は 1979 年から 1982 年 ($p=5.2\%$)、1981 年から 1984 年 ($p=5.6\%$) である。1985 年以降の p 値はすべて 20% より大きな値である。逆断層型のみの M-T 図を図 3-25 に示し、 p 値の時間変化との関連を見ると、1984 年 11 月 17 に発生した Mw 7.1 の地震以後に p 値が大きくなっている傾向が見える。

3-5-2 節と同様に位相選択性の分布が変化する時刻を AIC を用いて推定する。図 3-26 がその AIC の時間変化を図示したものである。AIC が最小となる時刻が位相分布の変化点となる。ある時刻前では位相選択性があり、ある時刻後は位相選択性がないとするモデルを AIC 値の計算に使用した。図 3-26 において、Mw=7.1 の地震発生時を点線で示している。AIC の最小値は 1983 年 1 月で 415.3 であり、Mw=7.1 の地震発生時より前となるが、次に小さい値は、Mw=7.1 の地震直後で 415.4 である。図 3-25 の M-T 図より、1983 年後半より、Mw=7.1 の地震の発生まで地震が起こっていない。さらに、AIC の差が 0.1 となるのでどちらの時刻が良いとは断定できない。よって、位相分布の変化時刻は 1983 年から 1984 年の間に起こったと考えられる。位相分布の変化時刻が推定できたので、Mw=7.1 の地震前後で位相選択性の分布の変化を比較する。図 3-27 の上段が地震前の分布で p 値は 9.4% と 5% を越えるが、せん断応力が大きい位相 0° 付近に集中しており、地球潮汐による応力が地震の発生を加速する方向に作用してい

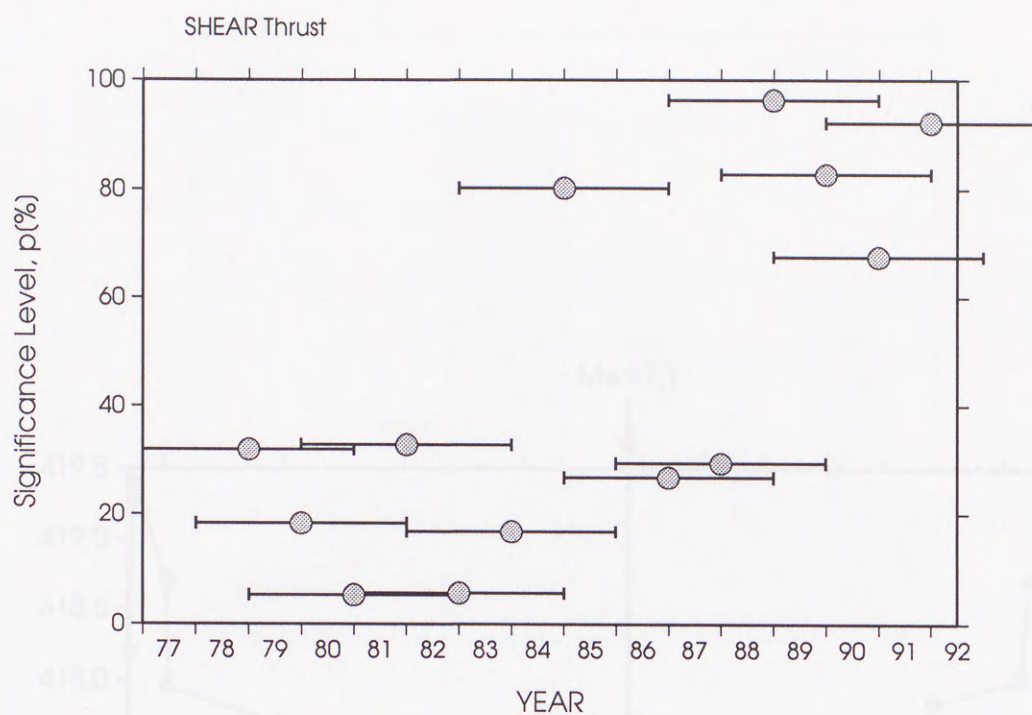


図 3-24 スマトラ地域に発生した逆断層型の地震の p 値の時間変化 (解析期間は 4 年).

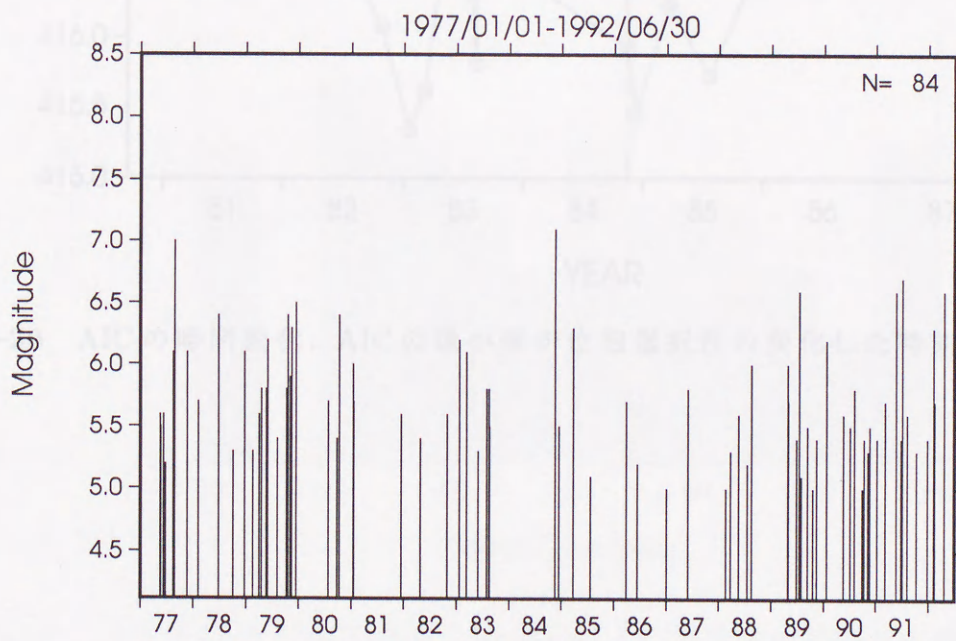


図 3-25 スマトラ地域に発生した逆断層型の地震の M-T 図.

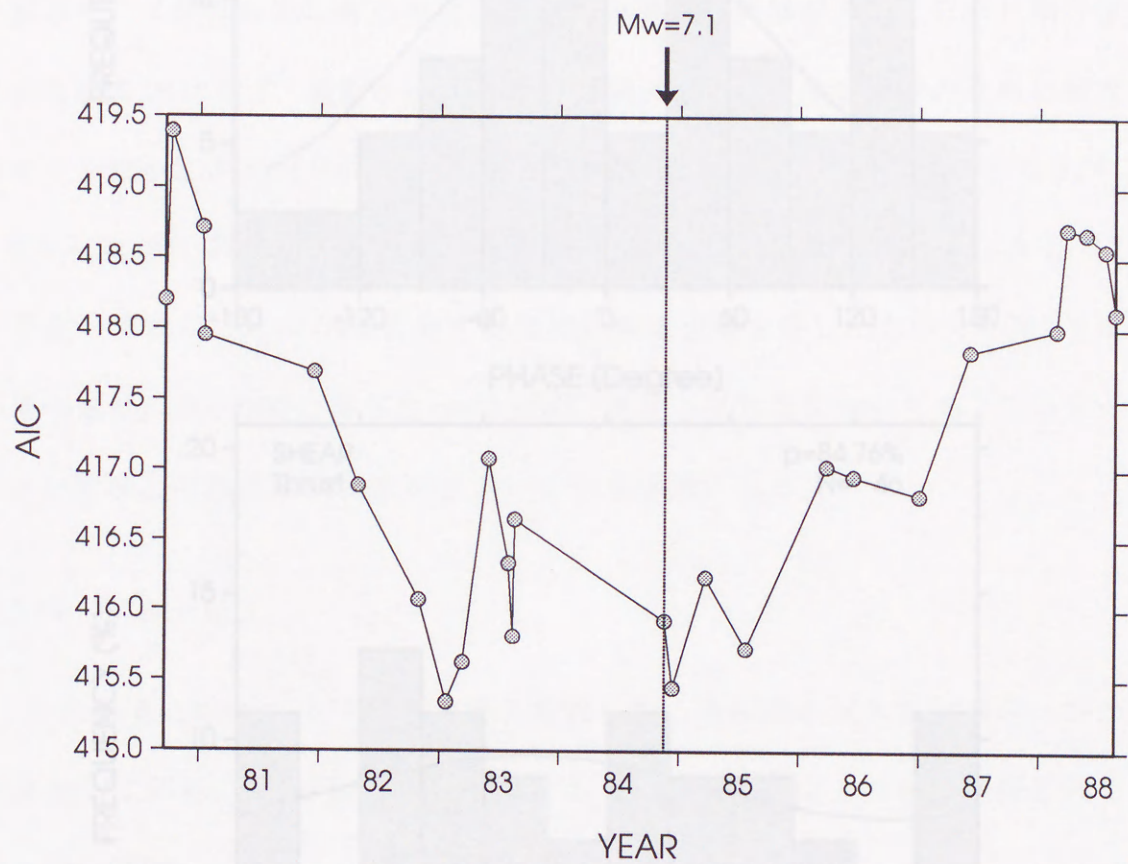


図 3-26 AIC の時間変化. AIC の最小値が位相選択性の変化した時刻を示す.

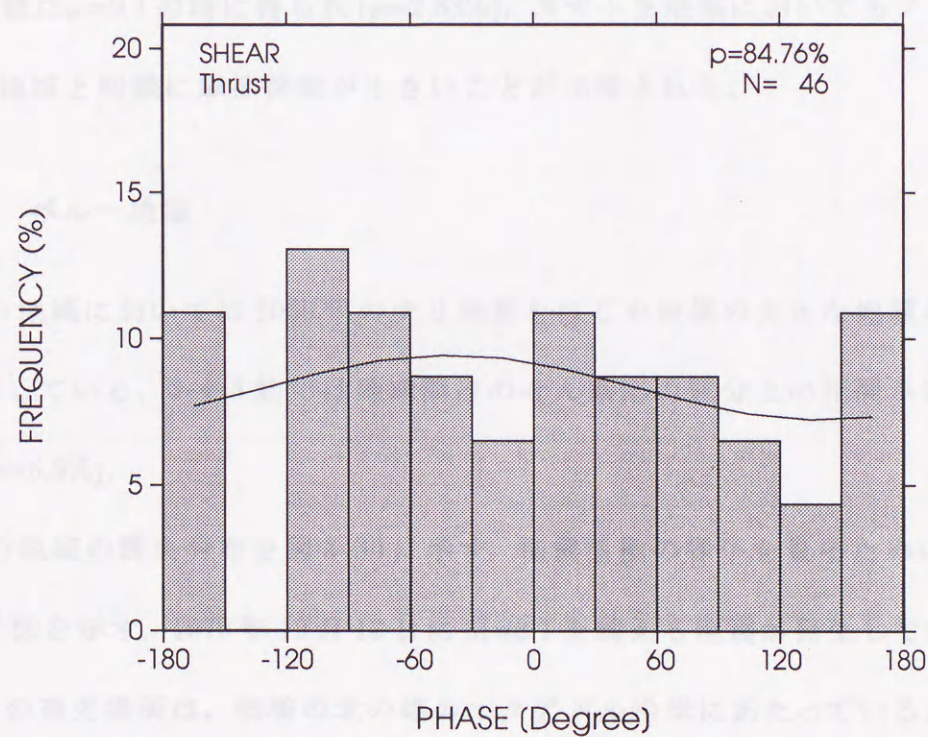
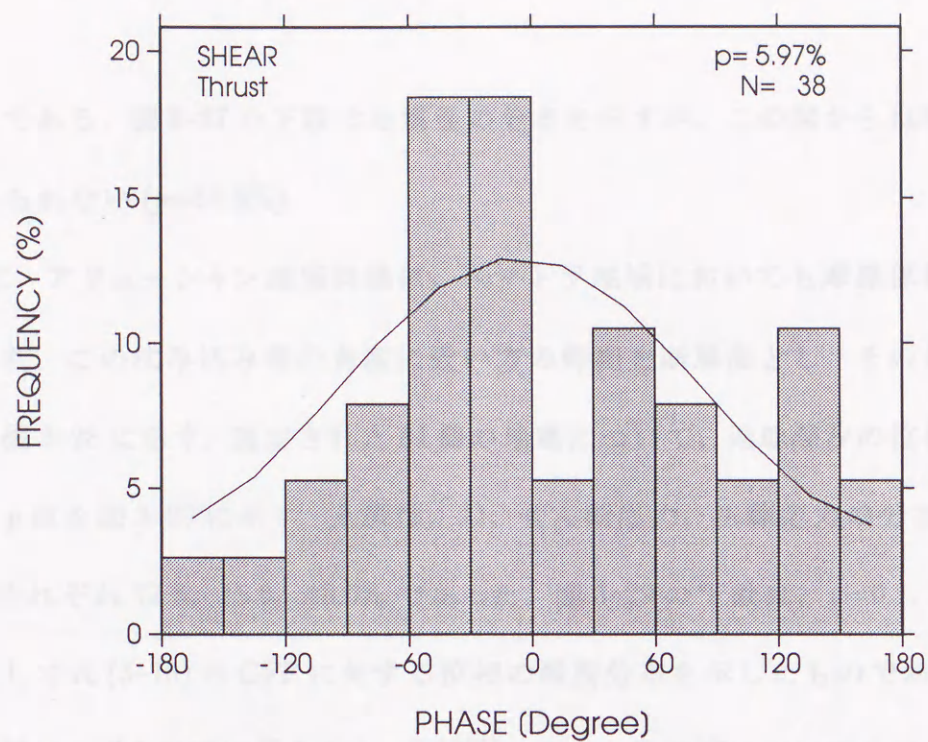


図 3-27 1984 年 11 月 17 日に発生した $M_w=7.1$ の地震前後でのせん断応力成分の位相分布. (上) 地震前, (下) 地震後.

る時刻である。図 3-27 の下段は地震後の分布を示すが、この図からは位相選択性は見られない ($p=84.8\%$)。

次に、アリュウシャン地域同様に、スマトラ地域においても摩擦係数の推定を試みた。この沈み込み帯の角度に近い方の節面を断層面とし、その P 軸方位分布を図 3-28 に示す。選定された 84 個の地震について、地球潮汐の位相の頻度分布と p 値を図 3-29 に示す。上段は、J1, せん断応力, 法線応力の分布を示す。 p 値はそれぞれ 77.8, 15.9, 48.0% であった。図 3-29 の下段は、 $\mu=0.1, 0.4, 0.7$ と仮定して式 (3-18) の CFF に対する位相の頻度分布を示したものである。 p 値の最小値は $\mu=0.1$ の時に得られ ($p=2.83\%$)、スマトラ地域においてもアリュウシャン地域と同様に摩擦係数が小さいことが示唆される。

3-6-2 ペルー地域

この地域においては 1960 年のチリ地震をはじめ規模の大きな地震がたびたび発生している。3-4-3 節では地球潮汐のせん断応力成分との相関が得られている ($p=5.9\%$)。

この地域の震央分布を図 3-30 に示す。地震活動の様子を見るために図 3-31 に M-T 図を示す。1979 年 12 月 12 日に Mw8.1 を越える地震が発生している。この地震の発生場所は、領域の北の端のエクアドル沿岸にあたっている。以下解析には逆断層型の地震のみを使用した。

まず、せん断応力成分について p 値の時間変化を図 3-32 に示す。解析に用いた期間長は 4 年である。 p 値が小さい期間は 1984 年から 1987 年 ($p=1.0\%$) であ

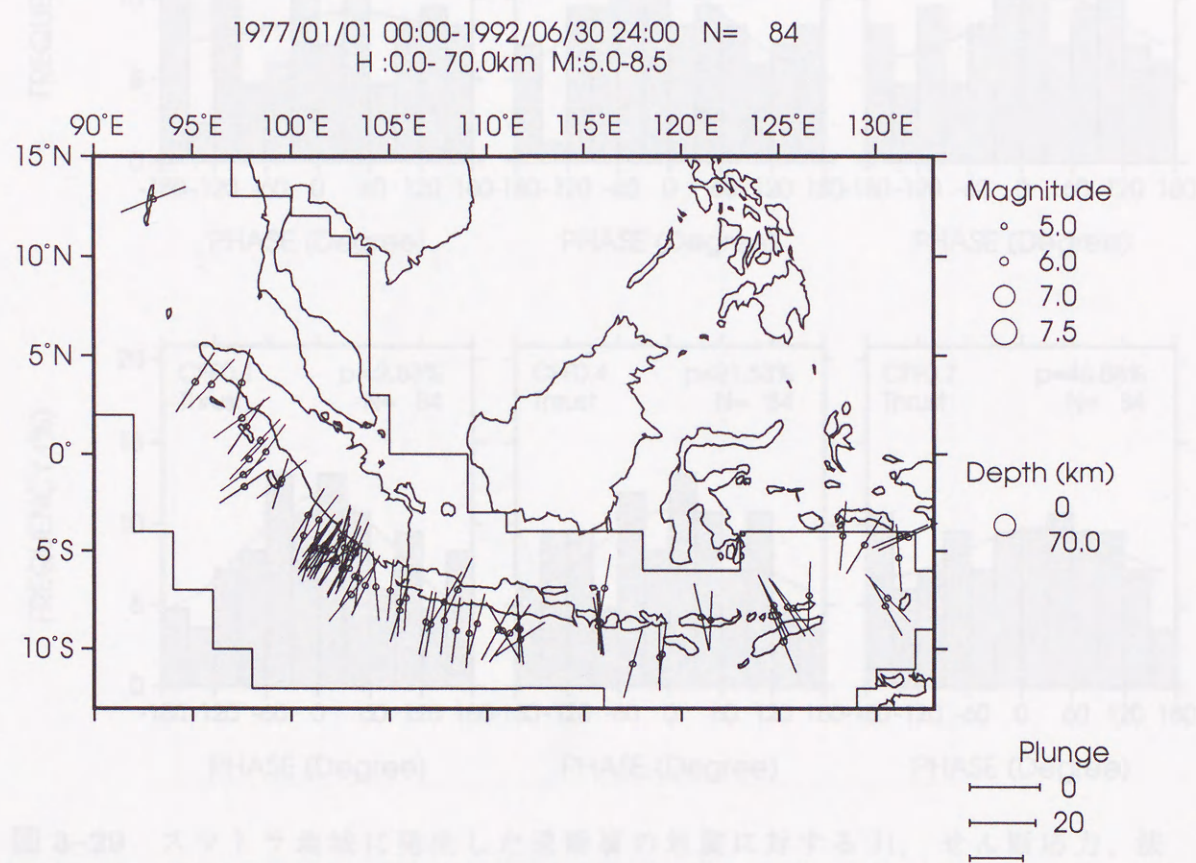


図 3-28 スマトラ地域に発生した逆断層型の地震のP軸方位分布.

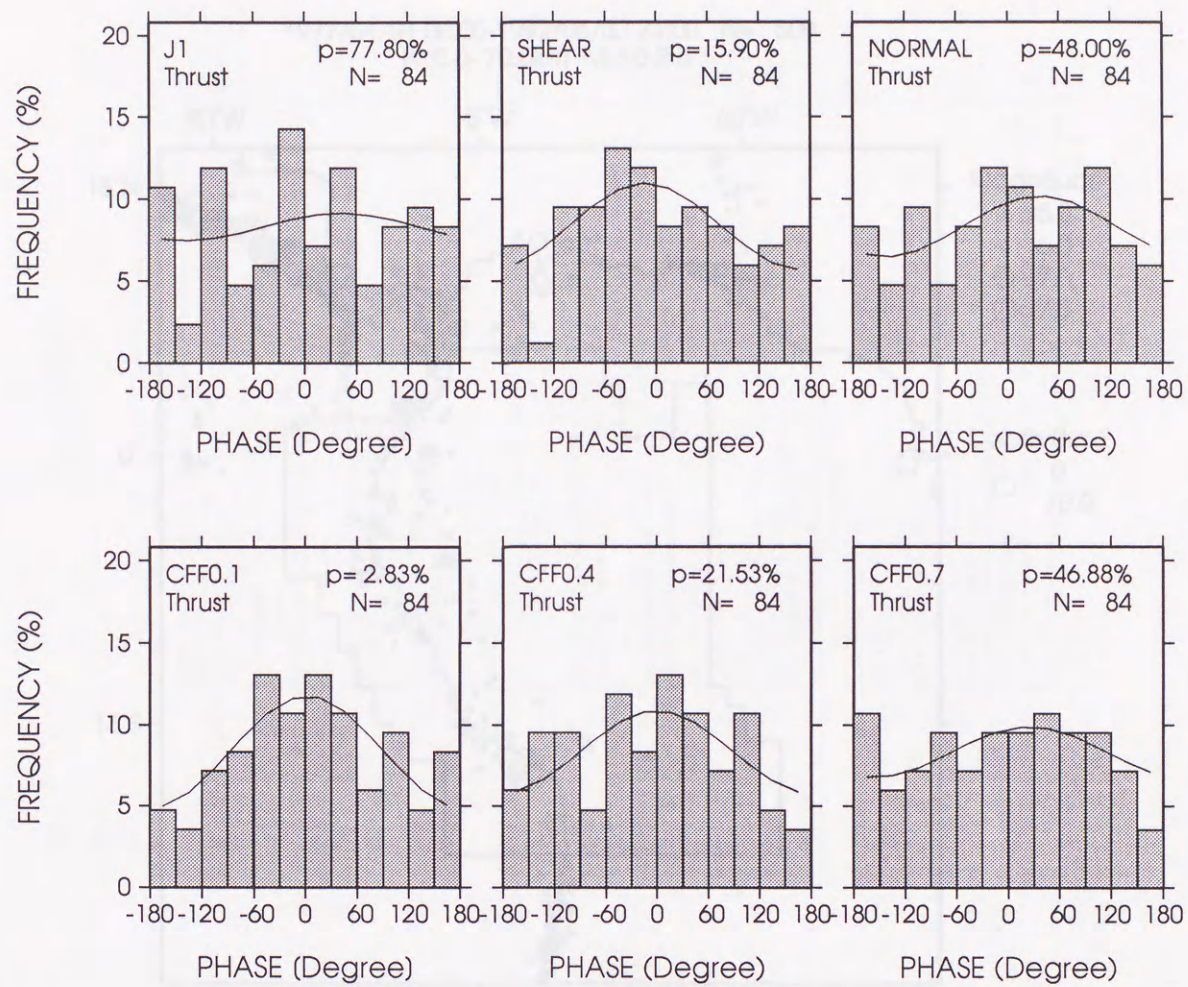


図 3-29 スマトラ地域に発生した逆断層の地震に対する J1, せん断応力, 法線応力, CFF($\mu=0.1, 0.4, 0.7$) に対する位相の頻度分布

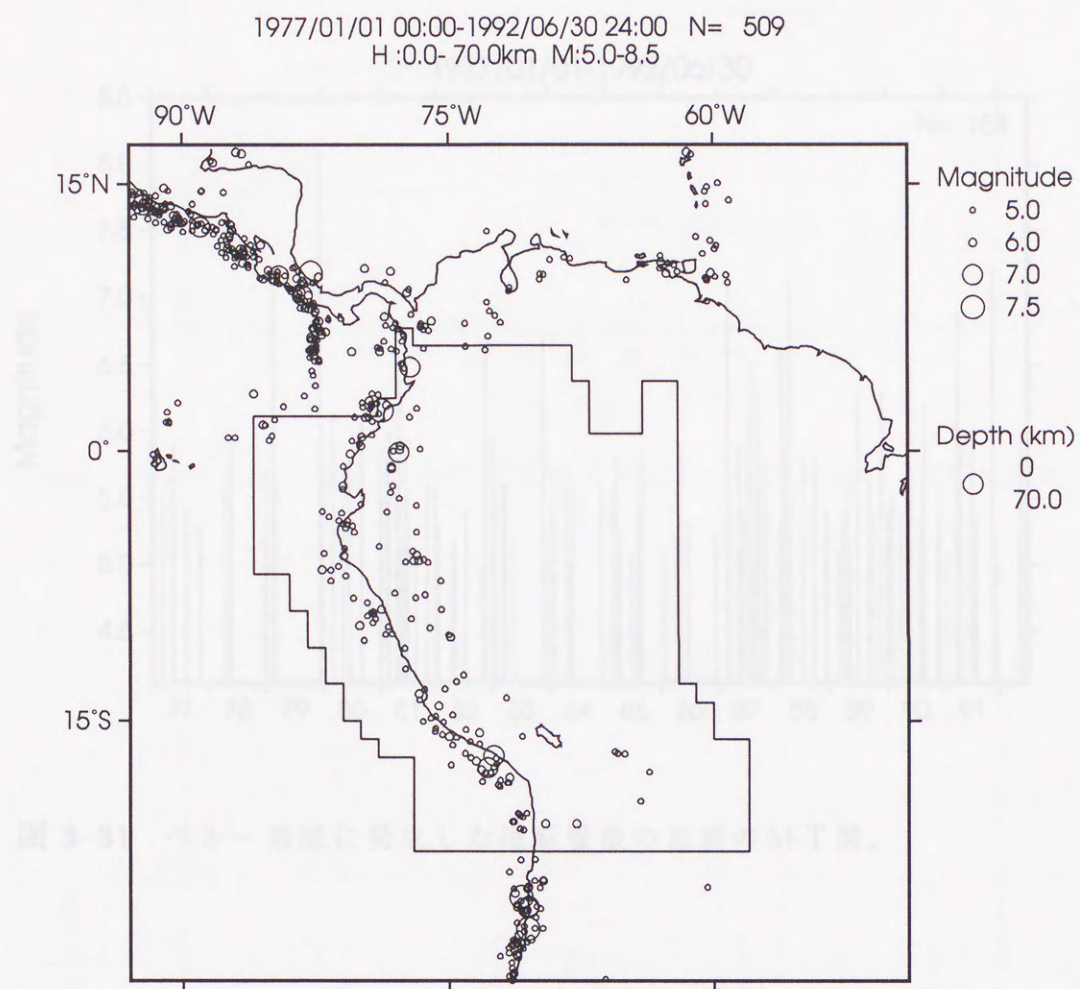


図 3-30 ペルー地域に発生した地震の震央分布.

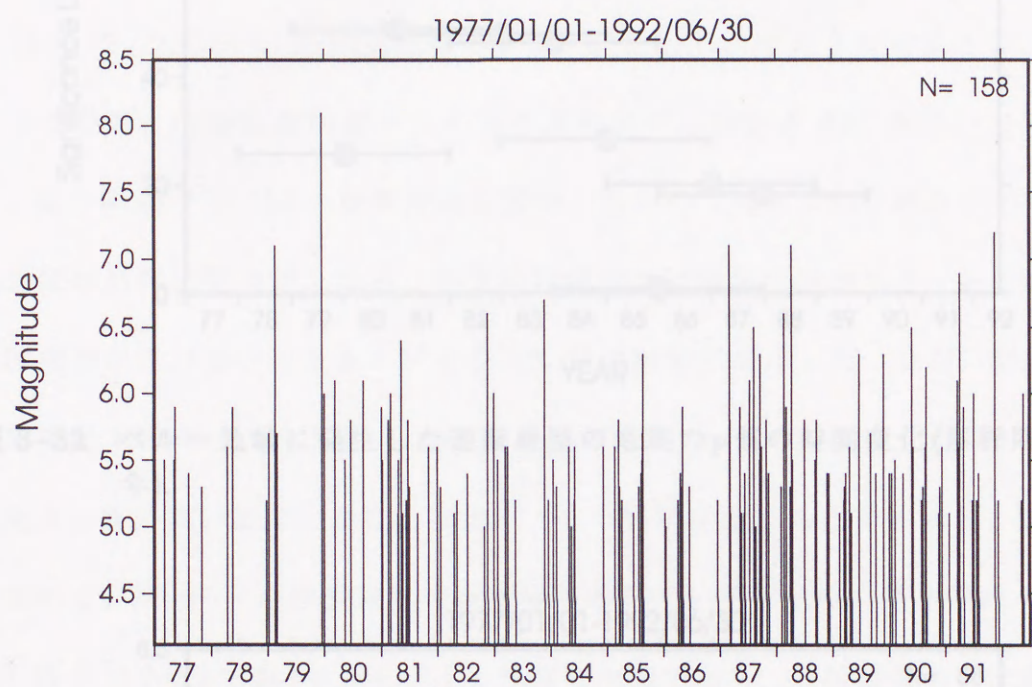


図 3-31 ペルー地域に発生した逆断層型の地震のM-T図.

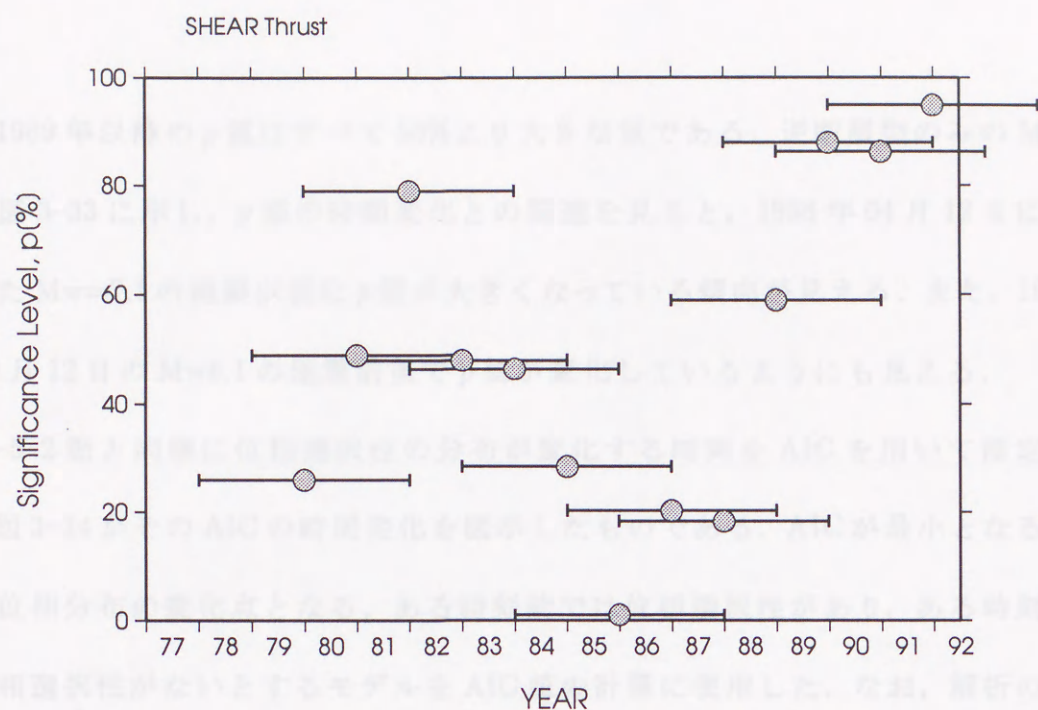


図 3-32 ペルー地域に発生した逆断層型の地震の p 値の時間変化(解析期間は4年).

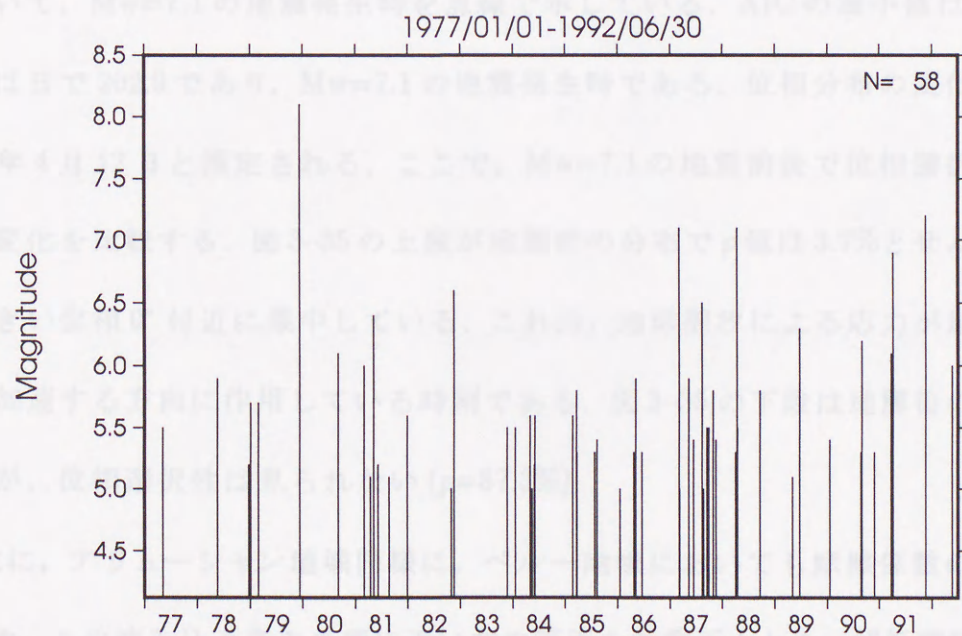


図 3-33 ペルー地域に発生した逆断層型の地震の M-T 図.

る。1989年以降の p 値はすべて50%より大きな値である。逆断層型のみのM-T図を図3-33に示し、 p 値の時間変化との関連を見ると、1988年04月12日に発生した $M_w=7.1$ の地震以後に p 値が大きくなっている傾向が見える。また、1979年12月12日の $M_w8.1$ の地震前後で p 値が変化しているようにも見える。

3-5-2節と同様に位相選択性の分布が変化する時刻をAICを用いて推定する。図3-34がそのAICの時間変化を図示したものである。AICが最小となる時刻が位相分布の変化点となる。ある時刻前では位相選択性があり、ある時刻後は位相選択性がないとするモデルをAIC値の計算に使用した。なお、解析の対象期間は1983年1月1日から1992年6月30日である。これは、 $M_w8.1$ の地震発生後 p 値が高い期間が存在しており、その影響を避けるためである。図3-34において、 $M_w=7.1$ の地震発生時を点線で示している。AICの最小値は1988年4月12日で202.9であり、 $M_w=7.1$ の地震発生時である。位相分布の変化時刻は1988年4月12日と推定される。ここで、 $M_w=7.1$ の地震前後で位相選択性の分布の変化を比較する。図3-35の上段が地震前の分布で p 値は3.7%とせん断応力が大きい位相 0° 付近に集中している。これは、地球潮汐による応力が地震の発生を加速する方向に作用している時刻である。図3-35の下段は地震後の分布を示すが、位相選択性は見られない($p=87.3\%$)。

次に、アリューシャン地域同様に、ペルー地域においても摩擦係数の推定を試みた。この沈み込み帯の角度に近い方の節面を断層面とした。解析期間はAICにおいて位相選択性の存在する1983年1月1日から $M_w=7.1$ の地震が発生する時刻までである。選定された27個の地震について、地球潮汐の位相の頻度分布

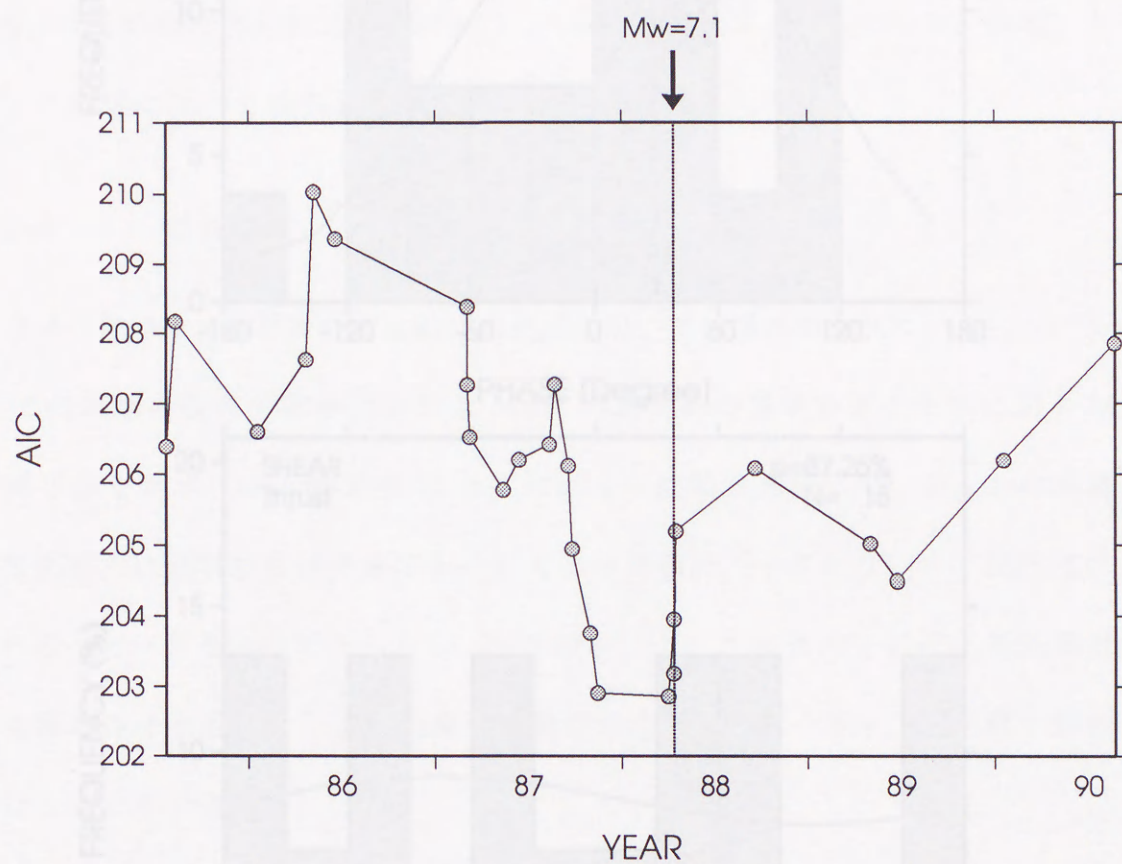


図 3-34 AIC の時間変化. AIC の最小値が位相選択性の変化した時刻を示す.

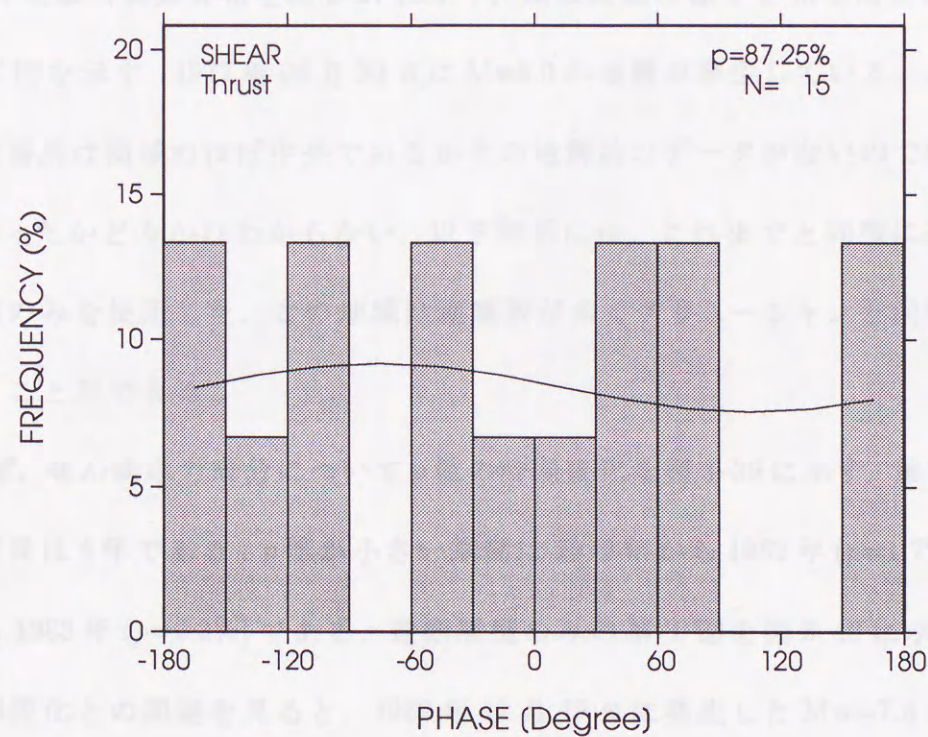
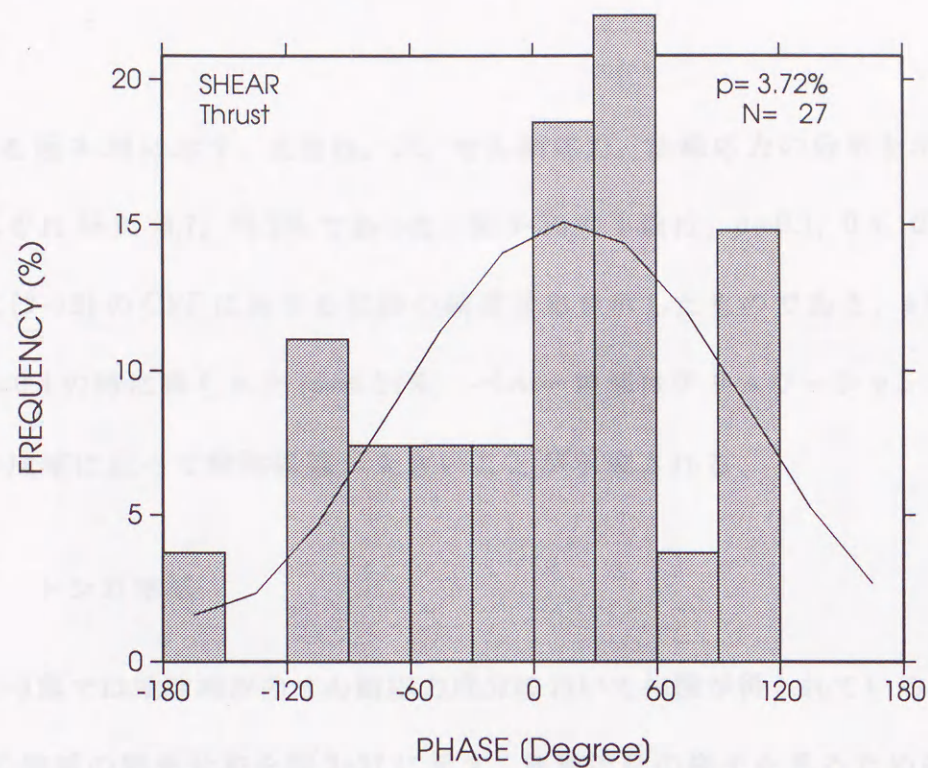


図 3-35 1988 年 4 月 12 日に発生した $M_w=7.1$ の地震前後でのせん断応力成分の位相分布. (上) 地震前, (下) 地震後.

と p 値を図 3-36 に示す。上段は、J1, せん断応力, 法線応力の分布を示す。 p 値はそれぞれ 48.0, 3.7, 75.2% であった。図 3-36 の下段は、 $\mu=0.1, 0.4, 0.7$ と仮定して式 (3-18) の CFF に対する位相の頻度分布を示したものである。 p 値の最小値は $\mu=0.4$ の時に得られた ($p=0.21\%$)。ペルー地域はアリュウーシャン地域, スマトラ地域に比べて摩擦係数が大きいことが示唆される。

3-6-3 トンガ地域

3-4-3 節では地球潮汐のせん断応力成分において相関が得られている ($p=5.9\%$)。

この地域の震央分布を図 3-37 に示す。地震活動の様子を見るために図 3-38 に M-T 図を示す。1977 年 06 月 22 日に Mw8.0 の地震が発生している。この地震の発生場所は領域のほぼ中央であるがその地震前のデータがないので位相選択性が合ったかどうかはわからない。以下解析には、これまでと同様に逆断層型の地震のみを使用した。この地域は地震数が多くアリュウーシャンと同様の解析を行うことができる。

まず、せん断応力成分について p 値の時間変化を図 3-39 に示す。解析に用いた期間長は 4 年である。 p 値が小さい期間は 1979 年から 1982 年 ($p=1.7\%$)、1980 年から 1983 年 ($p=3.3\%$) である。逆断層型のみの M-T 図を図 3-40 に示し、 p 値の時間変化との関連を見ると、1982 年 12 月 19 日に発生した Mw=7.5 の地震以後に p 値が変化している傾向が見てとれる。また、1988 年 10 月 08 日の Mw7.0 の地震前後で p 値が変化しているようにも見える。

3-5-2 小節と同様に位相選択性の分布が変化する時刻を AIC を用いて推定す

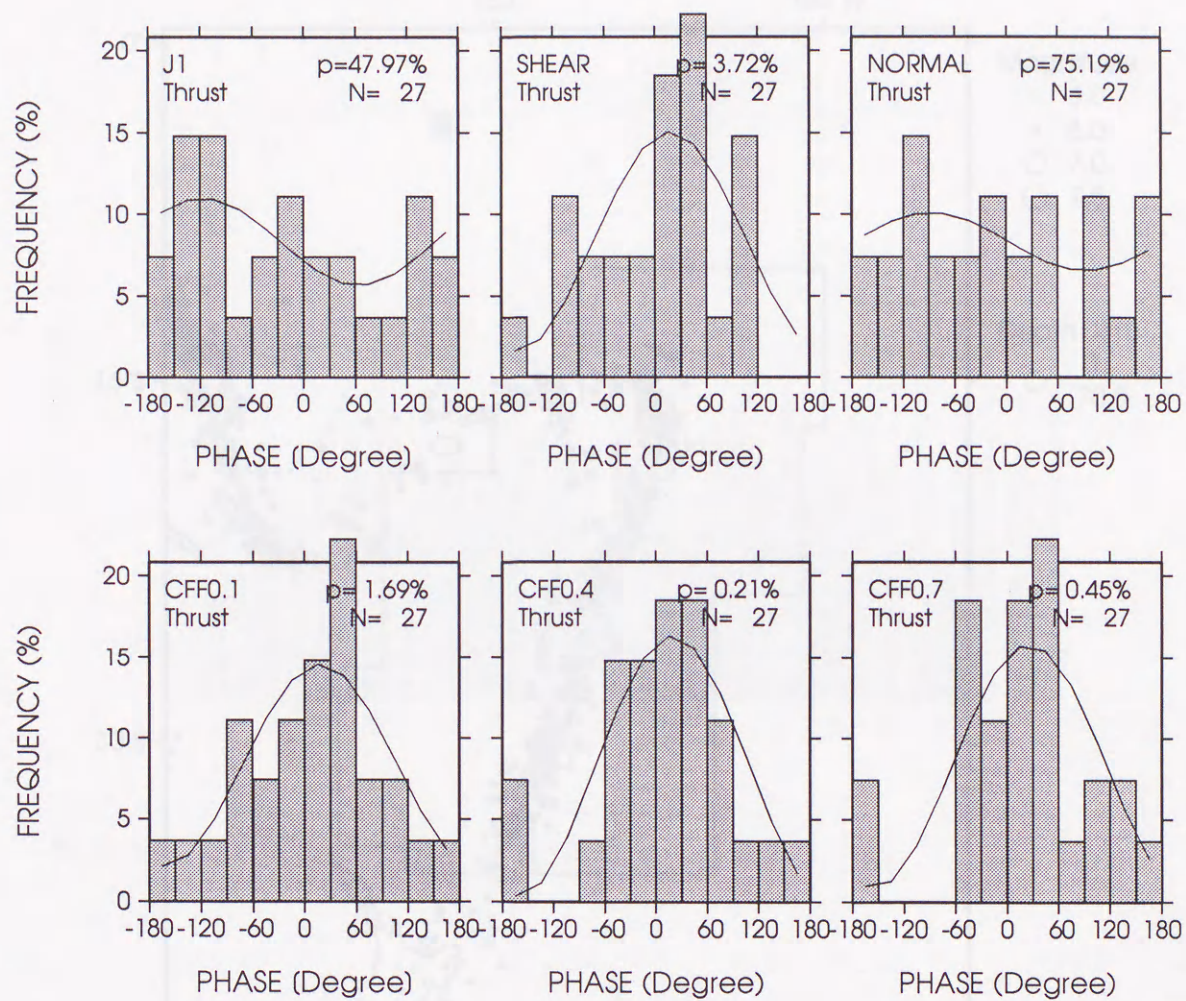


図 3-36 ペルー地域に発生した逆断層の地震に対する J1, せん断応力, 法線応力, CFF($\mu=0.1, 0.4, 0.7$) に対する位相の頻度分布.

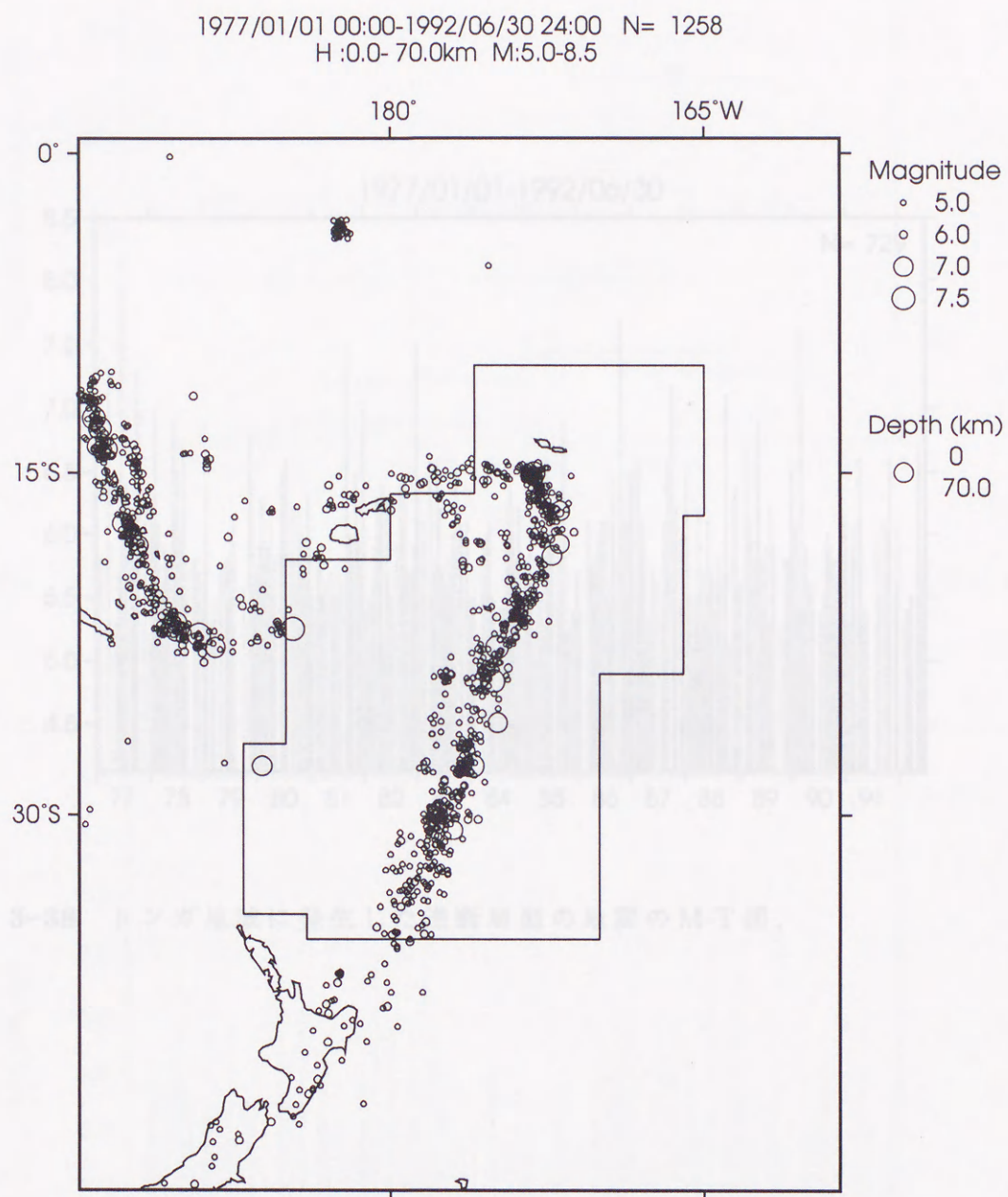


図 3-37 トンガ地域に発生した地震の震央分布.

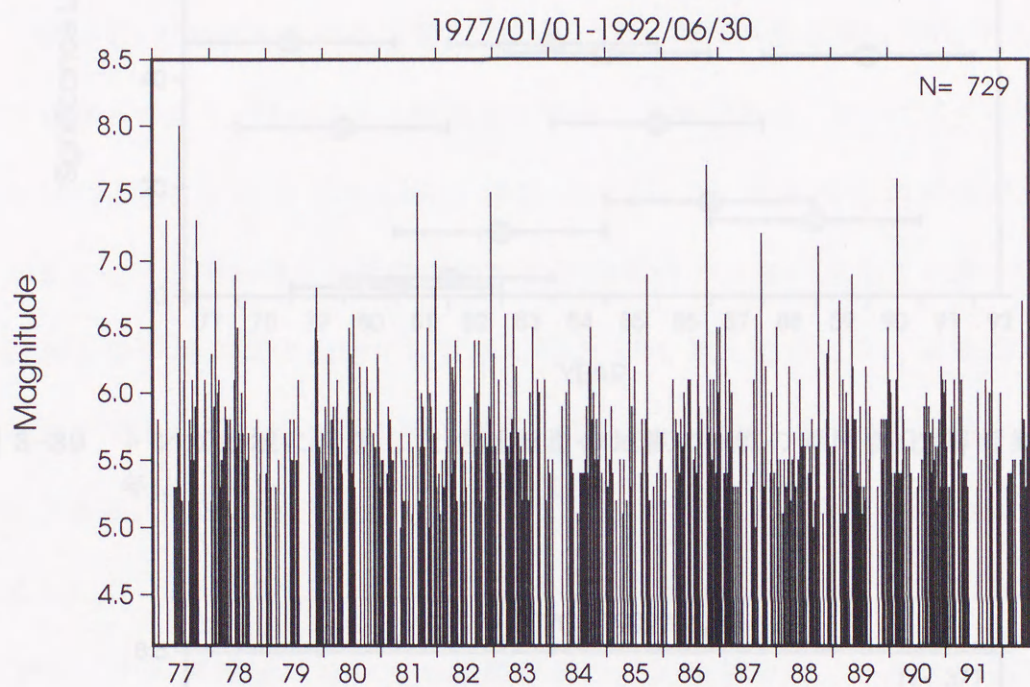


図 3-38 トンガ地域に発生した逆断層型の地震の M-T 図.

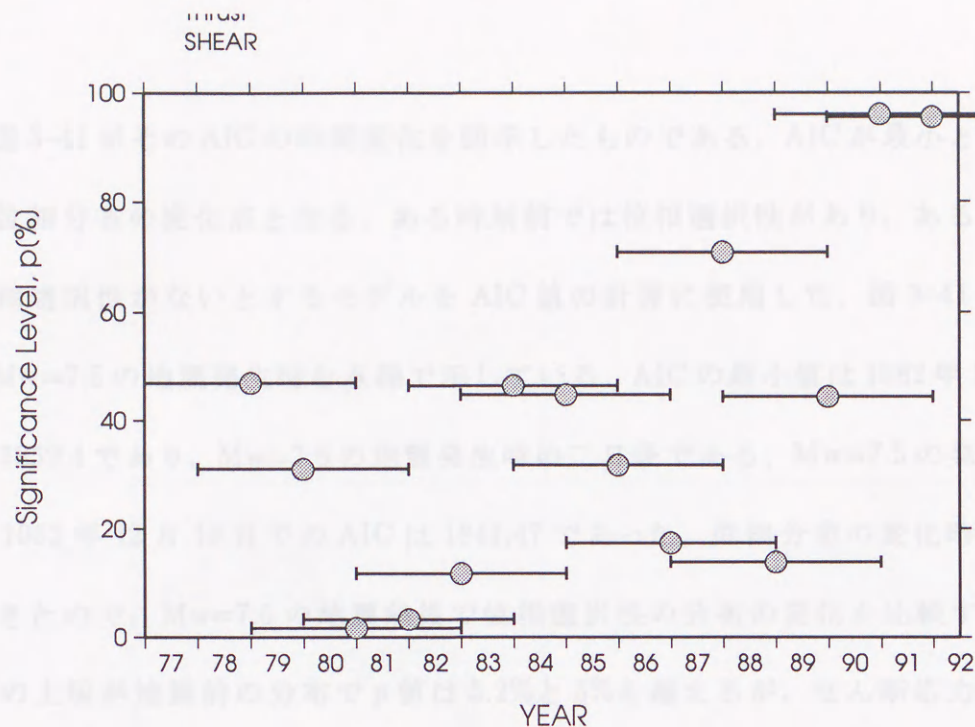


図 3-39 トンガ地域に発生した逆断層型の地震の p 値の時間変化 (解析期間は4年).

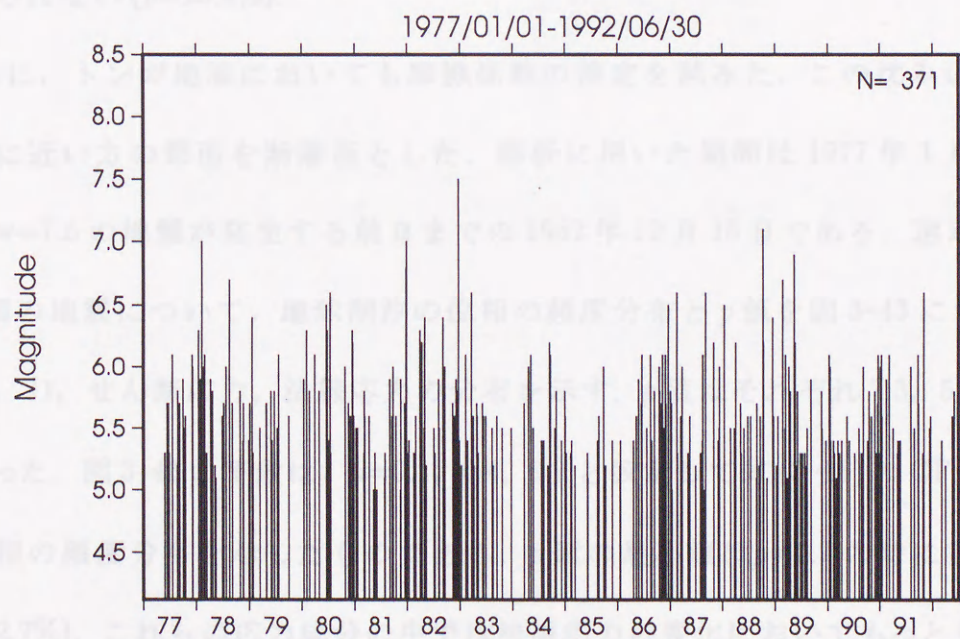


図 3-40 トンガ地域に発生した逆断層型の地震の M-T 図.

る。図 3-41 がその AIC の時間変化を図示したものである。AIC が最小となる時刻が位相分布の変化点となる。ある時刻前では位相選択性があり、ある時刻後は位相選択性がないとするモデルを AIC 値の計算に使用した。図 3-41 において、 $M_w=7.5$ の地震発生時を点線で示している。AIC の最小値は 1982 年 12 月 21 日で 1839.4 であり、 $M_w=7.5$ の地震発生時の二日後である。 $M_w=7.5$ の発生時である 1982 年 12 月 19 日での AIC は 1841.47 であった。位相分布の変化時刻が推定できたので、 $M_w=7.5$ の地震前後で位相選択性の分布の変化を比較する。図 3-42 の上段が地震前の分布で p 値は 5.2% と 5% を越えるが、せん断応力が大きい位相 0° ではなく位相 90° 付近に集中しており、応力の変化速度が最大となる時刻である。図 3-42 の下段は地震後の分布を示すが、この図からは位相選択性は見られない ($p=29.6\%$)。

次に、トンガ地域においても摩擦係数の推定を試みた。この沈み込み帯の角度に近い方の節面を断層面とした。解析に用いた期間は 1977 年 1 月 1 日から $M_w=7.5$ の地震が発生する前日までの 1982 年 12 月 18 日である。選定された 134 個の地震について、地球潮汐の位相の頻度分布と p 値を図 3-43 に示す。上段は、J1, せん断応力, 法線応力の分布を示す。 p 値はそれぞれ 7.3, 5.2, 8.1% であった。図 3-43 の下段は、 $\mu=0.1, 0.4, 0.7$ と仮定して式 (3-18) の CFF に対する位相の頻度分布を示したものである。 p 値の最小値は $\mu=0.7$ の時に得られた ($p=12.7\%$)。これらの応力成分の中では法線応力の変化においてもっとも p 値が小さく、トンガ地域は摩擦係数が大きいことが示唆される。

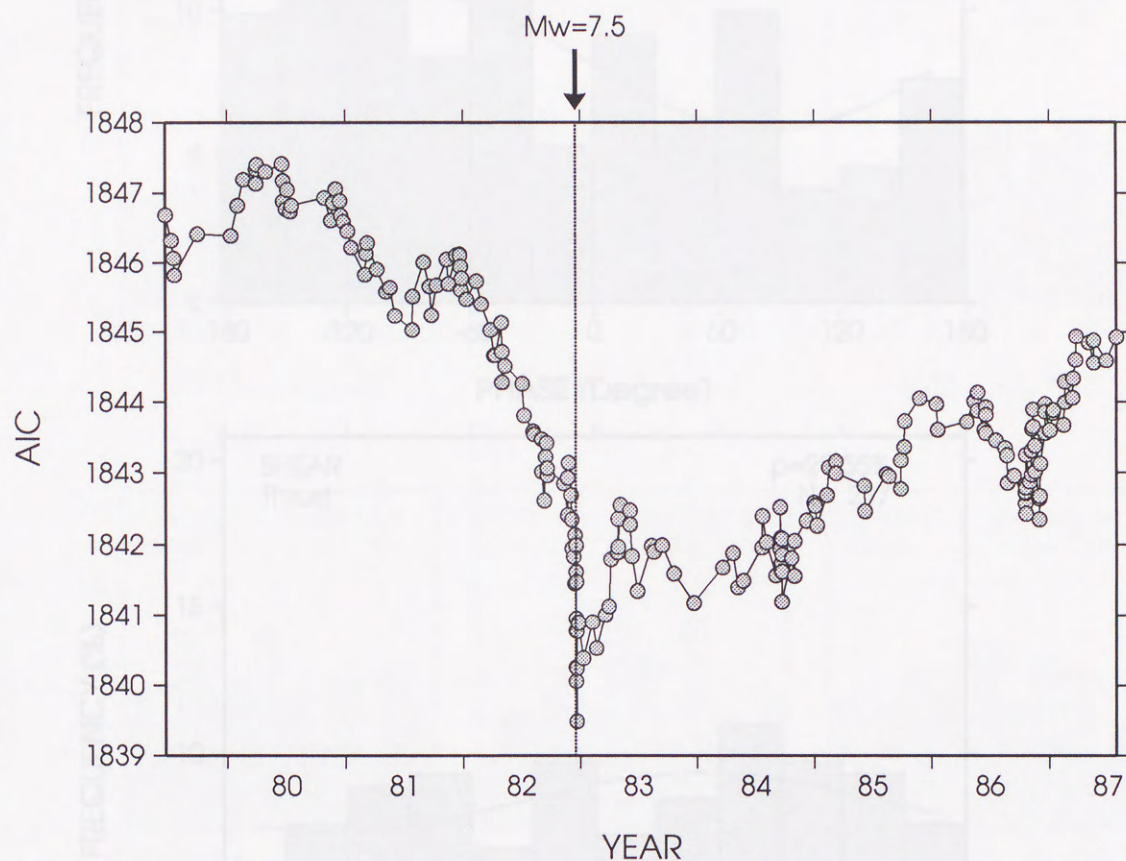


図 3-41 AIC の時間変化．AIC の最小値が位相選択性の変化した時刻を示す．

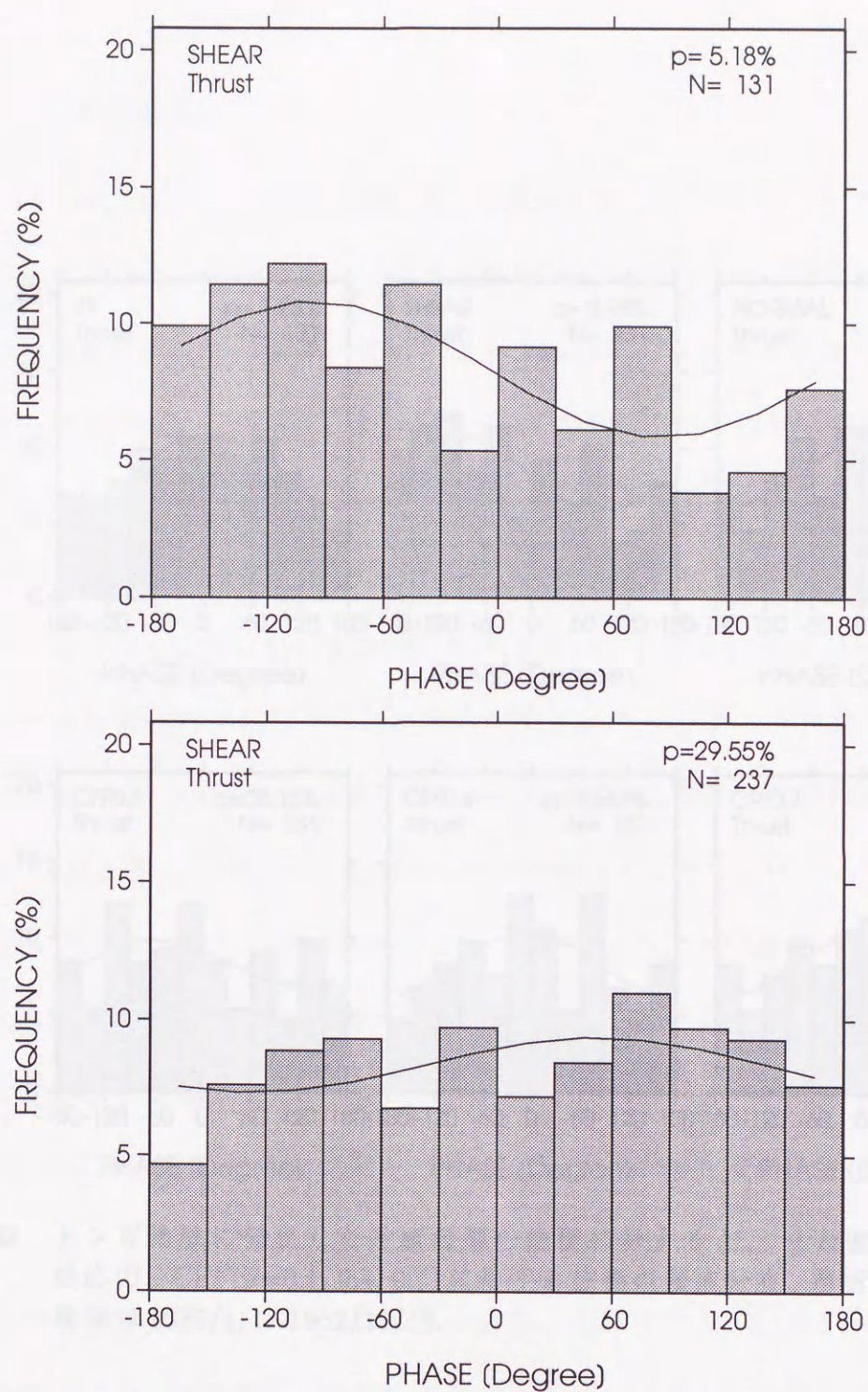


図 3-42 1982 年 12 月 18 日に発生した $M_w=7.5$ の地震前後でのせん断応力成分の位相分布. (上) 地震前, (下) 地震後.

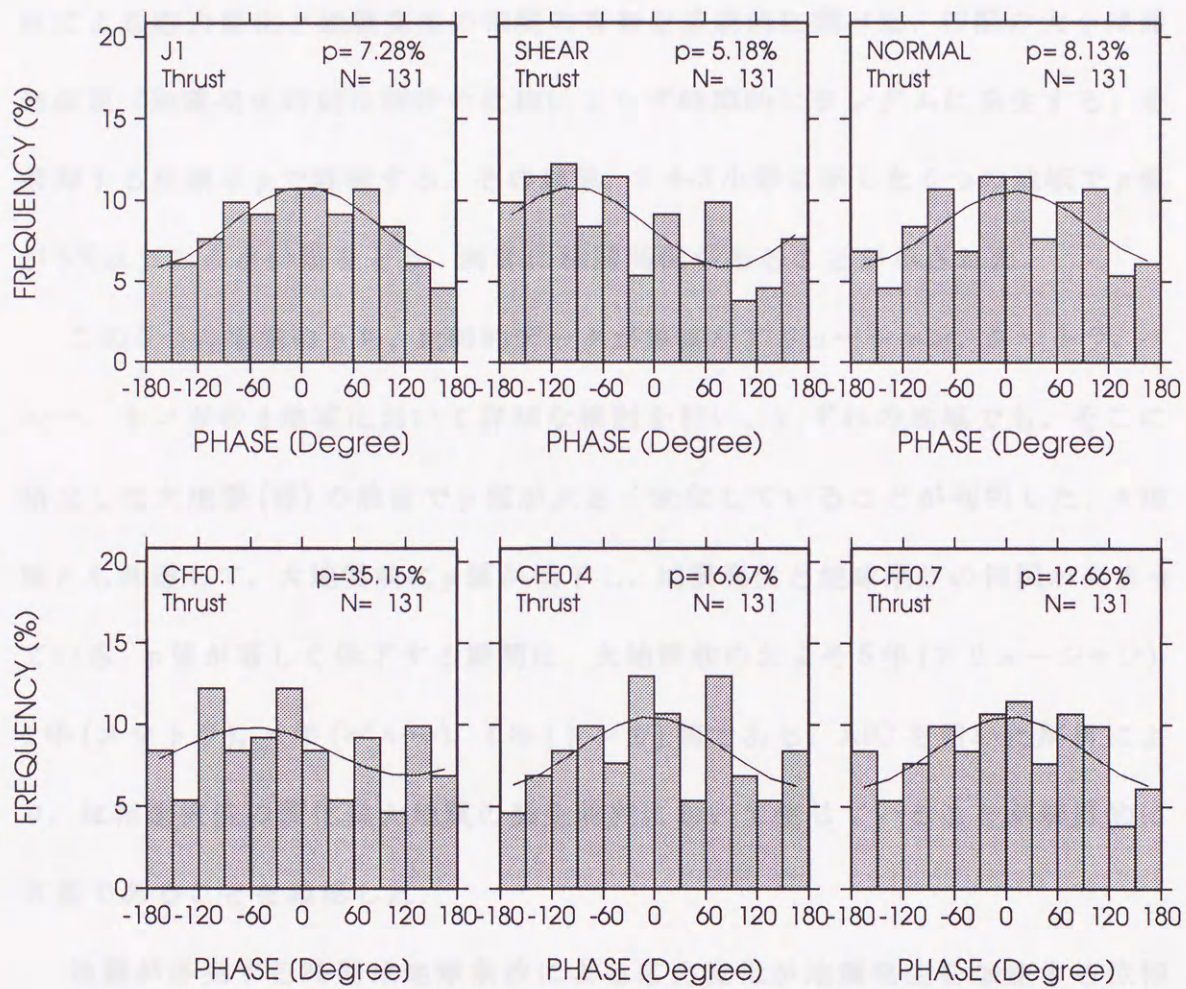


図 3-43 トンガ地域に発生した逆断層型の地震に対する J1, せん断応力, 法線応力, CFF($\mu=0.1, 0.4, 0.7$) に対する位相の頻度分布. 解析に用いた期間は 1977/1/1~1982/12/18.

3-7 まとめと議論

グローバルに分布する浅発地震(深さ 70km 以浅)のデータを用いて, 地球潮汐による応力変化と地震発生の相関の有無を系統的に調べた. 相関の大小は帰無仮説「地震発生時刻は潮汐の位相によらず時間的にランダムに発生する」を棄却する危険率 p で評価する. その結果, 3-4-3 小節に示した 6 つの地域で p 値が 5% 以下の小さい値をとり, 両者に相関関係があることが示された.

この 6 つの地域のうち, 比較的データが豊富なアリューシャン, スマトラ, ペルー, トンガの 4 地域において詳細な検討を行い, いずれの地域でも, そこに発生した大地震(群)の前後で p 値が大きく変化していることが判明した. 4 地域とも共通して, 大地震前に p 値が低下し, 地震発生と地球潮汐の相関が高まっている. p 値が著しく低下する期間は, 大地震前のおよそ 5 年(アリューシャン), 4 年(スマトラ), 4 年(ペルー), 4 年(トンガ)間である. AIC を用いた解析により, 位相選択性の変化は大地震の発生時刻において生じていることが統計的に有意であることを確認した.

地震が多発する時期は地球潮汐による応力変化が地震発生を加速する位相に集中している. また, アリューシャンにおける p 値の小さな領域は震源近傍に限られることも分かった. これらのことは, 上に述べた相関が単なる見かけのものではなく, 地球潮汐が実際に地震のトリガー要因として働いていることをはっきりと示している.

上記の 4 地域はいずれも, 逆断層型の地震が多発している地域である. 逆断層型の地震のみを取り出して, 断層面はスラブの沈み込み方向に近い節面との仮

定のもとに、断層破壊条件について検討した。その結果、トンガ地域を除き、断層の摩擦係数は非常に小さく、 $\mu=0.1 \sim 0.4$ 程度であることが推定された。

第2章で同接項を含む理論断層合成の枠組みを確立し、第3章でグローバルスケールの地震に対する地球断層の関係を検討した結果、地球断層が地震発生に影響を与えているということが明らかとなった。さらに、地震トリガー作用は地球断層による断層面上でのせん断応力および圧縮応力が地震発生を加速する位置で顕著であることが示された。

地震内で発生する地震のほとんどは、既存断面上での地震なすべり現象であると考えられる。その発生機構を解明するため、断層を隔いた室内実験とともに、断層現象の形成則を明らかにする研究が多く行われている。

Schoch et al.(1972)、Dieterich(1975)は、室内でのすべり断層において不安定すべりに先行して準静的な安定すべりが存在することを見いだし、このような断層は、現在では地石実験で一般的に観察されるようになってきている。断層が既存断面上での不安定すべりであるならば、室内実験で観察される準静的な安定すべりは断層の許容現象の発生に対応するものとして注目され、断層すべりの見地からも断層な断層がなされている。さらに、Dieterich(1986)はすべり断層に関して、断層核が準静的に形成される過程および不安定すべりが生じるまでの過程をモデル化し、そのモデルを適用して不安定すべりが生じるための断層核の大きさとすべり面が急激に拡大し始めるのに必要な断層面での臨界変位量の関係を導いている。

4 地震トリガーメカニズムの考察

4-1 序

第2章で間接項を含む理論潮汐合成の枠組みを確立し、第3章でグローバルスケールの地震に対する地球潮汐の関係を調べた結果、地球潮汐が地震発生に影響を与えているということが明らかとなった。さらに、地震トリガー作用は地球潮汐による断層面上でのせん断応力および法線応力が地震発生を加速する位相で顕著であることが示された。

地殻内で発生する地震のほとんどは、既存弱面上での急激なすべり現象であると考えられる。その発生機構を解明するため、岩石を用いた室内実験をもとに、摩擦現象の構成則を明らかにする研究が多く行われている。

Scholz *et al.*(1972), Dieterich(1978) は、室内でのすべり破壊において不安定すべりに先行して準静的な安定すべりが存在することを見だし、このような挙動は、現在では岩石実験で一般的に観測されるようになってきている。地震が既存弱面上での不安定すべりであるならば、室内実験で観測される準静的な安定すべりは地震の前兆現象の発生に対応するものとして注目され、地震予知の見地からも活発な議論がなされている。さらに、Dieterich(1986) はすべり実験に関して、破壊核が準静的に形成される過程および不安定すべりが生じるまでの過程をモデル化し、そのモデルを適用して不安定すべりが生じるための破壊核の大きさとすべり面が急激に拡大し始めるのに必要な断層面での臨界変位量の関係を求めている。

本章では，岩石の室内破壊実験の知見にもとづいて，地球潮汐による地震トリガー現象を物理的に理解するための考察を行う．地球潮汐は周期的な変化であるので，とくに周期的な応力変化を与えたときの，不安定すべりの特徴を摩擦構成則を用いて考察する．サイズのスケールが地震と室内実験とでは大きく異なるが地殻内での地震の発生は室内実験の不安定すべりに対応するものと仮定して議論する．

4-2 摩擦構成則

岩石の摩擦特性と地震断層運動論については，桑原 (1989) により簡潔にまとめられている．ここでは，室内実験により得られた岩石の摩擦の特性について簡潔に述べる．

実験では主に，断層面のガウジ (断層粘土) の力学特性，粗さ，温度，鉱物組成，法線応力と不安定すべりとの発生条件との関係が調べられた．ここで不安定すべりとは外部応力の増加なしにすべりが加速する現象をいう．一方，安定すべりとはテクトニックな応力などの外部応力の増大によってのみすべりが加速する現象をいう．不安定すべりの発生に影響を与える要因とその効果をまとめると，(1) 法線応力が大きいほど，(2) すべり面の粗さが小さいほど，(3) 歪速度が小さく，固着時間が長いほど，(4) ガウジの厚さが薄いほど，(5) 柔らかい鉱物の含有量が少ないほど，(6) 温度が低いほど，不安定すべりが発生しやすい．その後，摩擦実験において，温度や鉱物組成の効果に関する研究よりも，断層面上でのすべり量，すべり速度，系の剛性の効果が詳しく調査された．特に系

の剛性は実験結果を大きく作用し、より剛性の高い試験機のもとで実験を行う必要があることがわかっている。実際の実験は法線応力一定のもとで、すべり速度を段階的に変化させたときの摩擦のステップ応答をみて、摩擦のすべり速度、すべり量依存性を調べている。このような研究の成果は摩擦の構成則として、多くの研究者により提案されている [Dieterich (1978), Rice (1983), Rice and Gu (1983), Ruina (1983)]。本研究では、数値的に扱いやすい Ruina (1983) の構成則を採用する。この式は歪速度にして $10^{-9} \sim 10^{-3}$ m/s の範囲で得られた方程式であり、これよりも歪速度の速い領域やすべり速度 0 を含む遅い領域では適用できないことに注意する必要がある。Ruina (1983) は、摩擦を支配する要因のなかに、すべり面の状態という物理的には意味が必ずしも明確でない変数 θ_i を導入し、

$$\mu = F(V, \theta_1, \theta_2, \dots)$$

$$\frac{d\theta_i}{dt} = G(V, \theta_1, \theta_2, \dots)$$

のように一般に表現できると仮定した。ここで、 μ は摩擦係数、 V はすべり速度、 θ_i は状態変数である。このうち、状態変数が 1 変数の最も簡単な場合で、Ruina (1983) が具体的に与えたのが次式である。

$$\mu = \mu_0 + \theta + A \ln(V/V^*) \quad (4-1)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{V}{D_c} [\theta + B \ln(V/V^*)] \quad (4-2)$$

ここで、 θ は状態変数、 D_c は限界すべり距離、 A, B は岩石の種類やすべり面の状態に対する定数である。また、 V^* は適当な基準すべり速度、 μ_0 はそのときの定常

状態での摩擦係数である。式(4-1)の最後の項は、直接的な速度効果を表し、正の値をとる。すべり状態変数 θ は、負の速度効果を表し、式(4-2)に表されるように限界すべり距離 D_c を超えるあいだに進化する。すべり速度を、ある値から e 倍にステップ的に増加・減少させたときの応答を図4-1に示す。ここで用いた定数は Kato et al.(1992) により、 $A = 0.01$, $B = 0.015$, $D_c = 4\mu\text{ m}$, $\mu_0 = 0.6$, $V^* = 10^{-6}\text{ m/s}$ とした。摩擦係数 μ は最初に、 A によってその大きさが決まる瞬間的な増加が起こり、特徴的なすべり距離 D_c を超えるうちに B で与えられる大きさだけ低下する。摩擦が新しいすべり速度で定常状態に達した後は、 $d\theta/dt = 0$ である。したがって、定常状態におけるすべりの状態変数は $\theta_{ss} = -B \ln(V/V^*)$ である。すなわち、定常状態における摩擦係数は $\mu_{ss} = \mu_0 + (A - B) \ln(V/V^*)$ である。花崗岩を用いた実験では $(A - B) < 0$ [Dieterich (1972)] となり、定常状態においては、すべり速度が大きいほど摩擦力が小さくなる。このようにすべり速度が大きいほど摩擦力が小さくなることはすべり速度弱化 (Velocity Weakening) という用語で示される。すべり速度弱化であると、上に述べたように加えられたせん断応力があるすべり速度における定常状態の摩擦係数より大きければ、外部応力の増加なしにすべりが加速して、不安定すべりが生じる。図4-2にその様子を示す。これは、図4-1と同じパラメタを用いてすべり速度の時間的変化をシミュレートしたものである。準静的な速度の増加に続き、約8秒のあたりで速度が急増して不安定すべりが発生している。

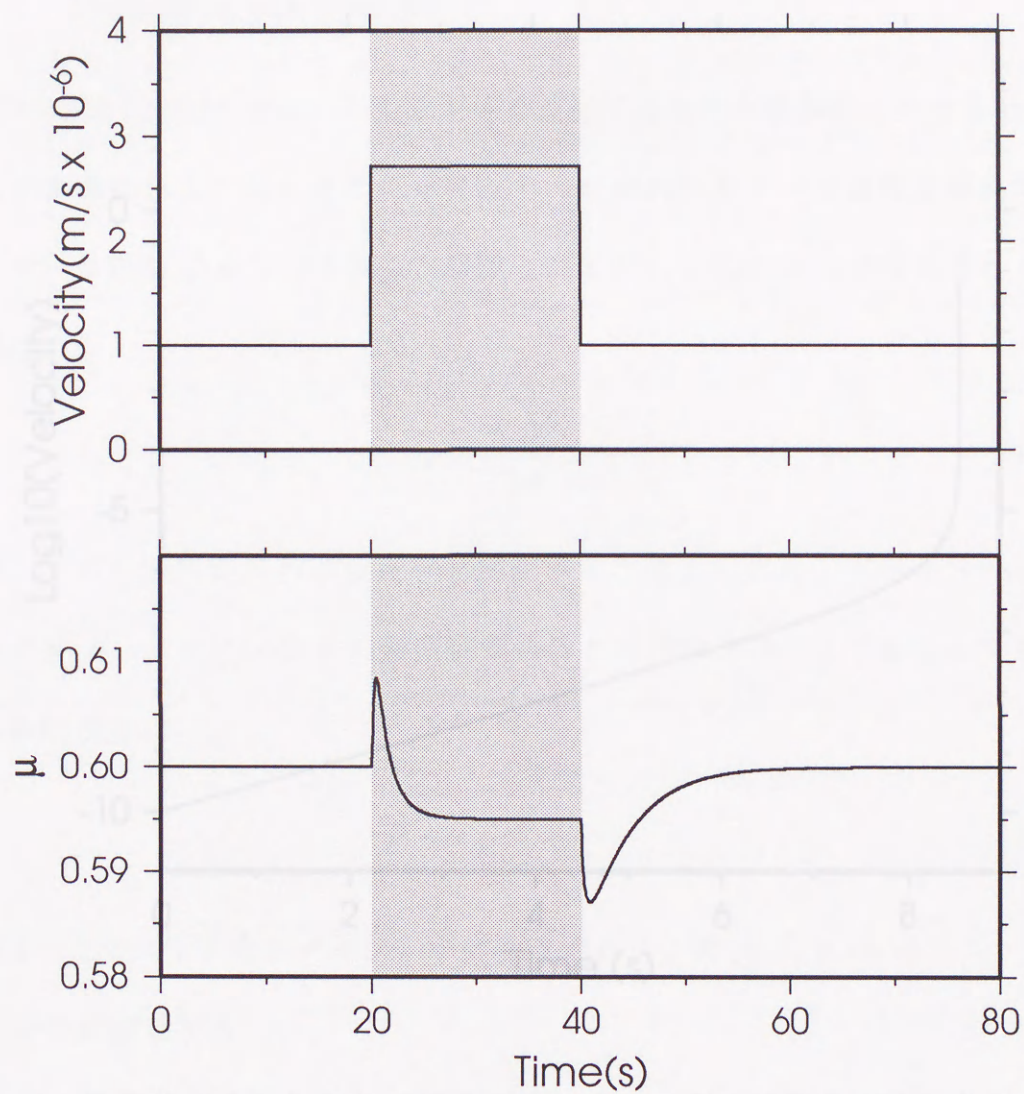


図 4-1 すべり速度を e 倍したときの摩擦力の時間変化. (上) すべり速度の変化, (下) 法線応力で規格化した摩擦力の時間変化.

4-3 モデル

4-3-1 Nonlinear model

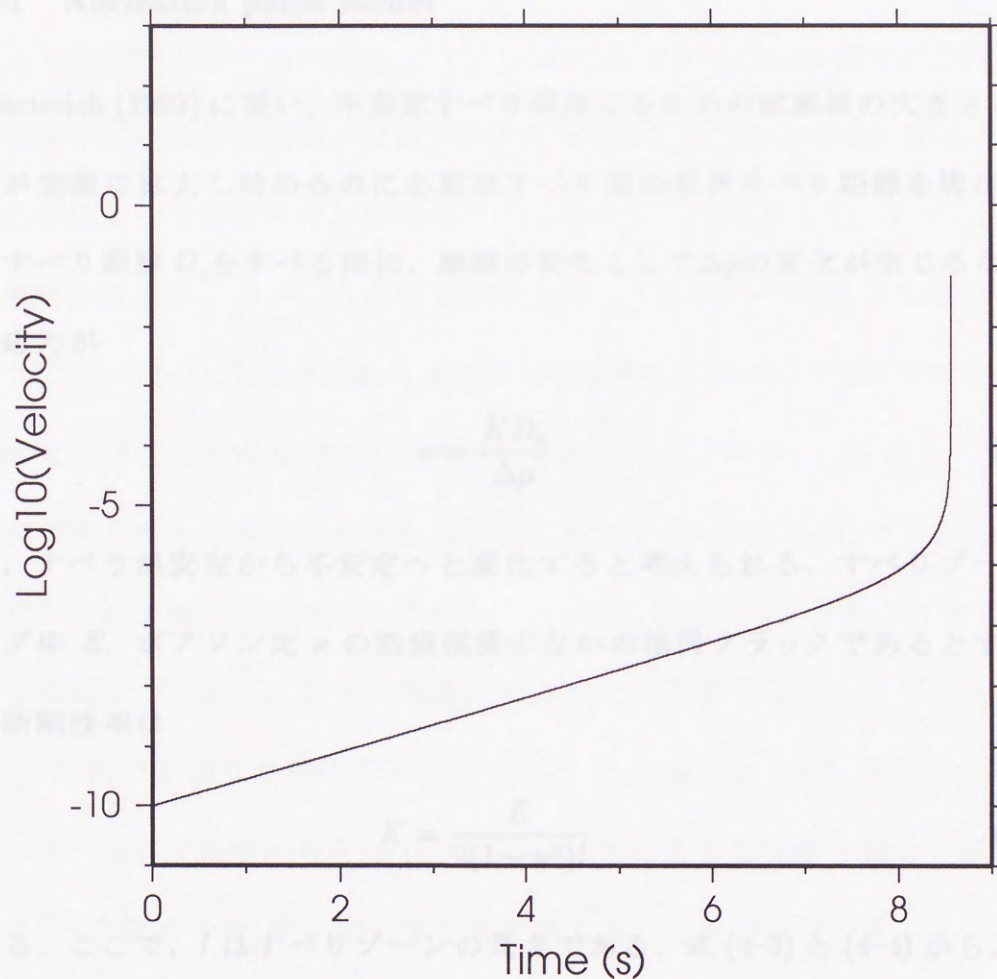


図4-2 準静的なすべりから不安定すべりまでのすべり速度の時間変化.

4-3 モデル

4-3-1 Nucleation patch model

Dieterich (1992) に従い, 不安定すべりが生じるための破壊核の大きさとすべり面が急激に拡大し始めるのに必要なすべり面の限界すべり距離を導出する. 限界すべり距離 D_c をすべる間に, 摩擦の変化として $\Delta\mu$ の変化が生じるならば, 法線応力が

$$\sigma = \frac{K D_c}{\Delta\mu} \quad (4-3)$$

の時, すべりが安定から不安定へと変化すると考えられる. すべりゾーンを, ヤング率 E , ポアソン比 ν の無限媒質のなかの楕円クラックであるとする, せん断剛性率は

$$K = \frac{E}{2(1-\nu^2)l} \quad (4-4)$$

となる. ここで, l はすべりゾーンの長さである. 式 (4-3) と (4-4) から, すべりゾーンが限界長さ

$$l_c = \frac{E D_c}{2(1-\nu^2)\sigma\Delta\mu} \quad (4-5)$$

に達すると不安定になる.

Gu et al.(1984), Ruina(1983) は 1 次元のバネ・スライダ系の安定性を研究し, 剛性率 K が摩擦構成則の定数 A, B, D_c を用いて

$$K_c = -(A - B)\sigma/D_c \quad (4-6)$$

よりちいさくなるとシステムが不安定になることを示した。ここで、式(4-3)と比べて $(A-B) = \Delta\mu$ である。 $(A-B) > 0$ なら、どのようなすべり速度の摂動を与えても不安定すべりは発生しない。 $(A-B) < 0$ の時には図4-3に示すように不安定すべりになる領域と安定すべりの領域の二つが存在する。 $K < K_c$ なら、どのようなすべり速度の増加に対しても不安定すべりが生じる。 $K > K_c$ であれば、速度の摂動が小さいときに安定であるが、大きなすべり速度の増加に対しては不安定となる。図4-4は載荷点のすべり速度を V_0 から $1.5V_0$ としたときの異なる剛性率に対する摩擦力の変化を見たものである。図4-4から $K > K_c$ のときは速度の変化のあと摩擦力の変化はすぐに収束するが、 $K < K_c$ のときは、摩擦力がすべり変位に対して周期的に変動しているのが分かる。ときに $K = 0.2 \times K_c$ の場合は速度ジャンプとともに摩擦力の急激な低下を見ることができる。

地震活動が活発な地殻内部にはこのような nucleation patch が存在すると考えられる。そして地震の発生は nucleation patch の分布の状態と載荷の履歴が地震発生(不安定すべり)を決定していると考えることができる。そして、このような nucleation patch における不安定に続いて、不安定すべりは patch をこえて伝搬し、破壊が伝搬すると考えられる。しかし、このモデルはそのような不安定すべりの伝搬については扱わない。さらに、不安定すべりがどのくらいまで大きくなれるか(地震の大きさ)についても言及しないモデルである。

簡単化のため、このような nucleation patch は均質な媒質のなかに存在していると仮定する。また、patch の相互作用は扱わない。このような仮定のもとでは1次元のバネ・スライダー系で不安定すべりをモデル化できる。

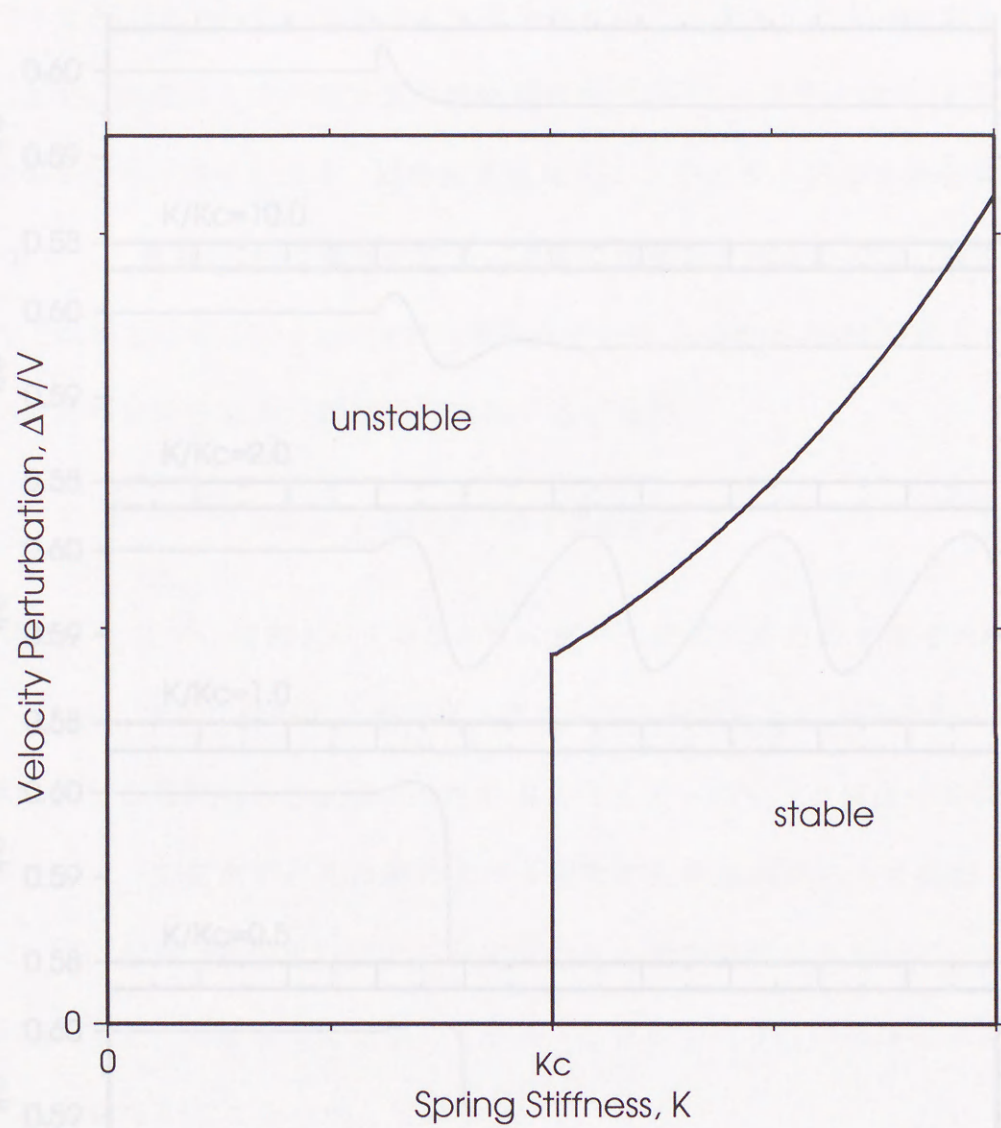


図 4-3 バネ・スライダーモデルにおける安定場と不安定場。

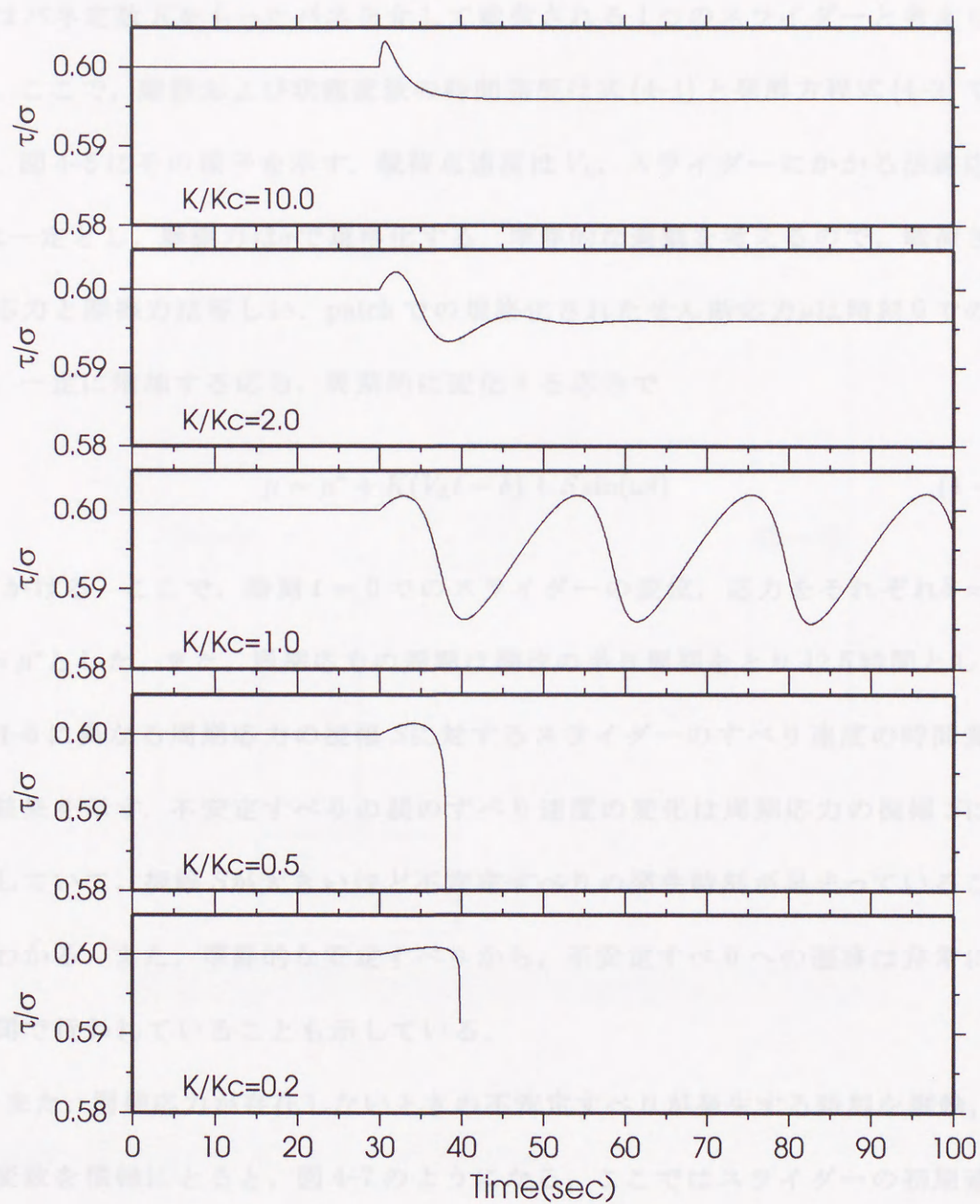


図 4-4 法線応力で規格化した摩擦力の時間変化. 時刻 (30s) においてすべり速度を V_0 から $1.5V_0$ に増加させた. バネ定数は, 上から順に $10.0K_c, 2.0K_c, 1.0K_c, 0.5K_c$.

数値計算の結果は以下のようなものとなる． nucleation patch に対するモデルはバネ定数 K をもったバネを介して載荷される 1 つのスライダーと考えられる．ここで，摩擦および状態変数の時間発展は式 (4-1) と発展方程式 (4-2) である．図 4-5 にその様子を示す．載荷点速度は V_L ，スライダーにかかる法線応力 σ は一定とし，摩擦力は σ で規格化する．準静的な運動を考えるので，載荷される応力と摩擦力は等しい．patch での規格化されたせん断応力 μ は時刻 0 での応力，一定に増加する応力，周期的に変化する応力で

$$\mu = \mu^* + K(V_L t - \delta) + S \sin(\omega t) \quad (4-7)$$

とかける．ここで，時刻 $t = 0$ でのスライダーの変位，応力をそれぞれ $\delta = 0$ ， $\mu = \mu^*$ とした．また，周期応力の周期は潮汐の半日周期をとり 12.5 時間とした．図 4-6 に異なる周期応力の振幅 S に対するスライダーのすべり速度の時間変化の結果を示す．不安定すべりの前のすべり速度の変化は周期応力の振幅 S に比例していて，振幅 S が大きいほど不安定すべりの発生時刻が早まっていることがわかる．また，準静的な安定すべりから，不安定すべりへの遷移は非常に短時間で行われていることも示している．

また，周期応力が存在しないときの不安定すべりが発生する時刻を縦軸，状態変数を横軸にとると，図 4-7 のようになる．ここではスライダーの初期速度を与え，その速度での定常状態でのせん断応力を加えて数値シミュレーションを行った．不安定すべりの発生時刻は次式で与えられる．

$$t = C + A_1 \theta \quad (4-8)$$

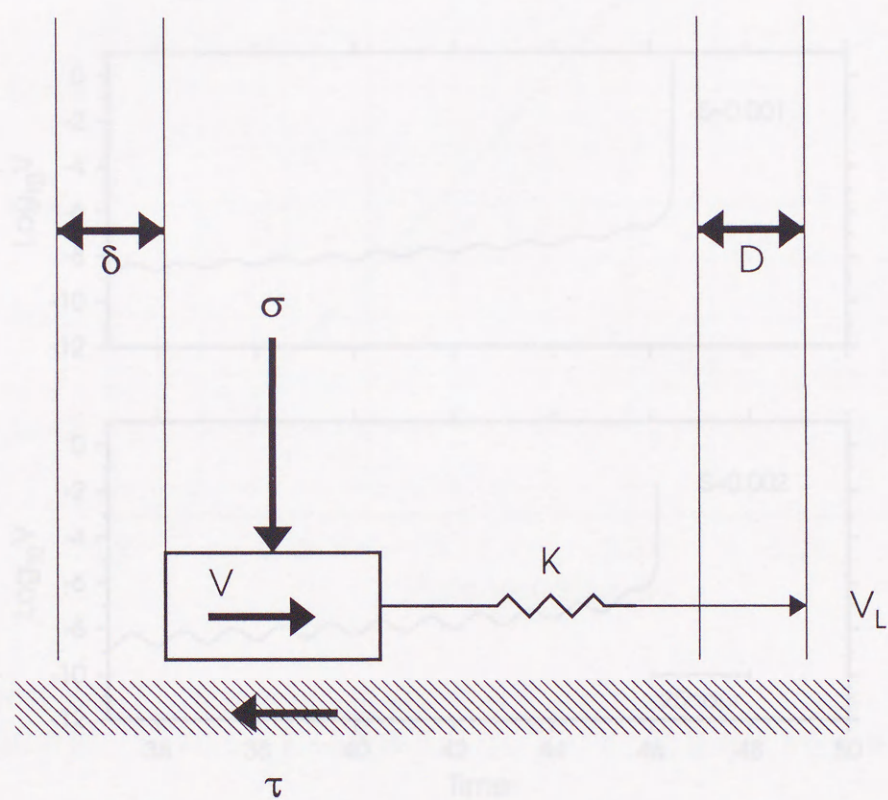


図 4-5 1 次元のバネ・スライダーモデル.

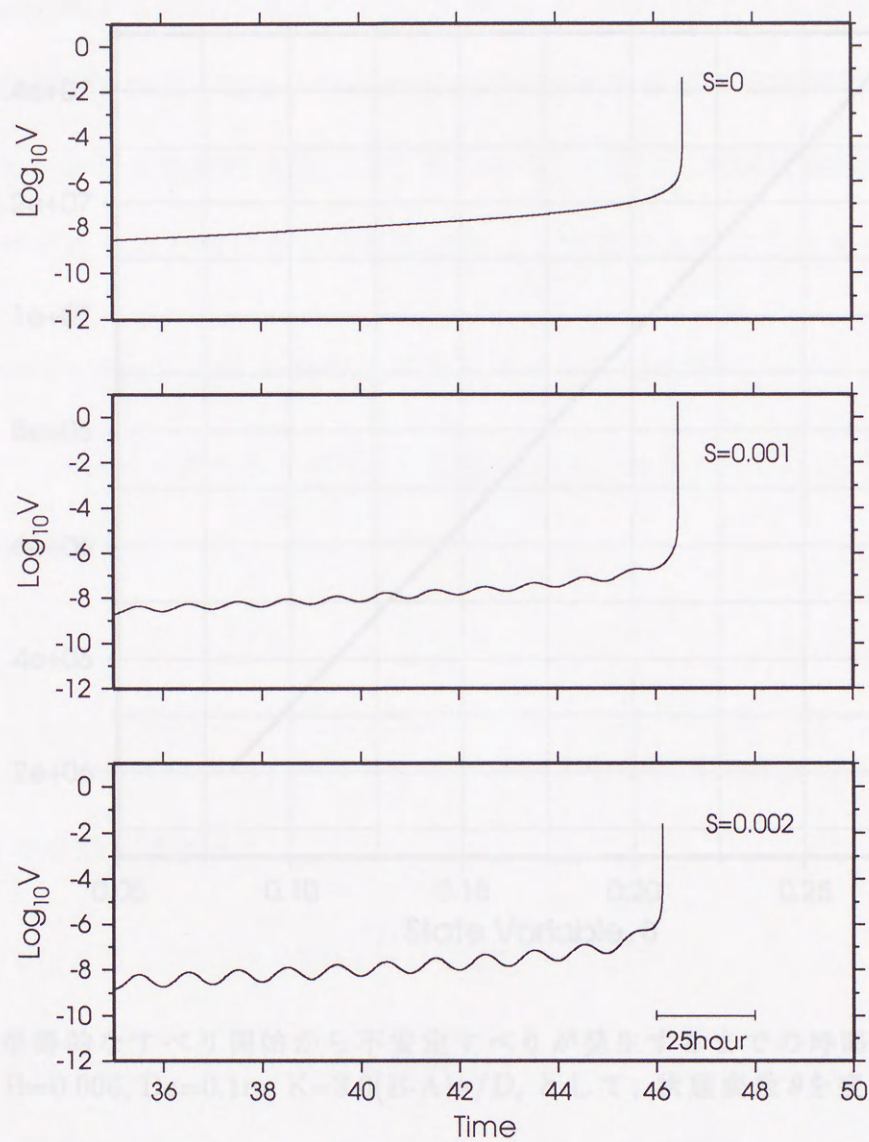


図 4-6 周期的せん断応力変化が作用しているときのすべり速度の時間変化. 応力の振幅 S は上から順に, $S=0, 0.001, 0.002$.

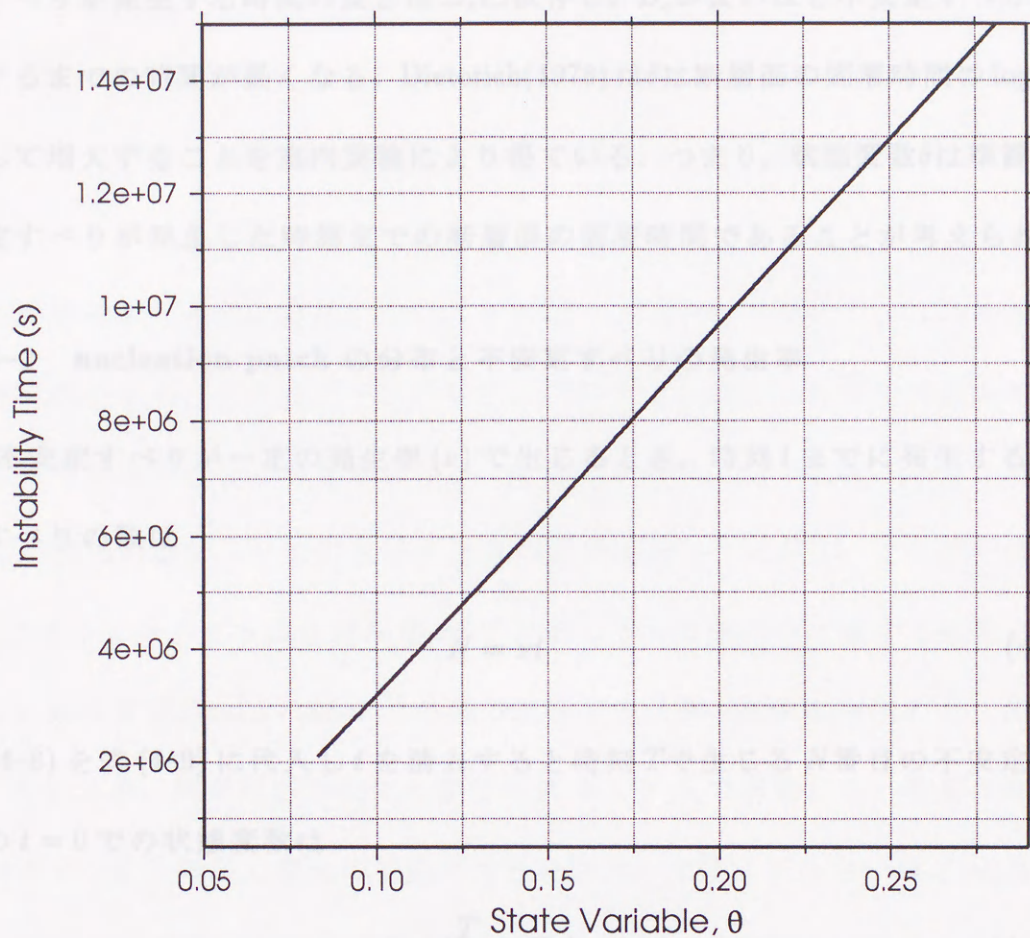


図 4-7 準静的なすべり開始から不安定すべりが発生するまでの時間. $A=0.003$, $B=0.006$, $D_c=0.1m$, $K=3.0(B-A)\sigma/D_c$ として, 状態変数 θ を変化させた.

つまり、状態変数が大きいほど不安定すべりまでの発生時間が長い。また、不安定すべりが発生する時間の長さは D_c に依存し、 D_c が長いほど不安定すべりが発生するまでの時間が長くなる。Dieterich(1978) は θ は断層面の固着時間の log に比例して増大することを室内実験により得ている。つまり、状態変数 θ は準静的な不安定すべりが発生した時刻までの断層面の固着時間であることが考えられる。

4-3-2 nucleation patch の分布と不安定すべりの発生率

不安定すべりが一定の発生率 (ν) で生じるとき、時刻 t までに発生する不安定すべりの数は

$$N = \nu t \quad (4-9)$$

式(4-8)を式(4-9)に代入し t を消去すると時刻 T で生じる N 番目の不安定すべりの $t=0$ での状態変数は

$$\theta = \left(\frac{T}{\nu} - C \right) / A_1 \quad (4-10)$$

で与えられる。不安定すべりの発生時刻は式(4-10)により任意に求めることができる。一番簡単なモデルとして、不安定すべりの時間間隔が一定のモデルを使用して数値シミュレーションを行った。

4-4 周期的せん断応力変化に対するシミュレーション

地球潮汐と地震発生との関連は潮汐の位相に着目したが、不安定すべりの発生も同様に位相に着目した。位相 0° はせん断応力が最大の時刻である。規格化さ

れたせん断応力変化の振幅 S が 0,0.001 におけるヒストグラムを図 4-8 に示す。数値シミュレーションに用いた摩擦構成則の定数は $A = 0.003$, $B = 0.006$, $D_c = 0.1$, K は $(B - A)\sigma/D_c$ を単位としてその 3 倍の値である。図 4-8 の上の図は $S = 0$ の周期的せん断応力変化が存在しないときの結果である。周期的応力変化が存在しないときには位相の分布が一様であることが確かめられる。一方、その下の図の周期的応力変化が存在しているとき ($S = 0.001$) は不安定すべりの発生は位相選択性をもち、不安定すべりの発生が位相 0° であるせん断応力が最大のところに集中していることが見て取れる。つぎに摩擦構成則の定数 A, B および周期的応力変化の振幅 S を変化させたときの結果を図 4-9 に示す。この図では、図 4-8 にあるヒストグラムを位相幅 30° で分割しその位相の中に属する確率を $p(\phi)$ とし、 $p(\phi)$ を $R_a \cos(\phi - \theta_0) + \bar{R}$ の形で表現する。最小自乗法を用いて、 R_a および、 θ_0 を求め、周期的応力変化の影響をパラメタ R_a で評価した。結果の特徴を述べると、せん断応力変化の振幅が大きいほど、定数 A が小さいほど R_a が大きい。記号の黒四角と灰色四角は A が 0.003 と同じであるが、 B が異なる (0.006, 0.009)。 R_a の値は $S=0.0003$ においては黒四角の方が大きいが $S=0.0005$ では逆に灰色四角の方が大きい。しかし、その差は小さい。さらに、黒丸、黒三角は B が黒四角と同じであるが、 R_a の値は異なっている。 R_a は B よりも A に依存している。さらに、このことを示すために、図 4-9 の横軸を S でなく、 S/A として図示したものが図 4-10 である。結果は見事に直線関係が得られ、 $R_a = 8.6 \times (S/A)$ なる直線でうまく表現できる。このことは、周期的せん断応力変化の振幅 S が大きいほど、摩擦構成則の定数 A が小さいほど、不安定すべりの発生が位相選

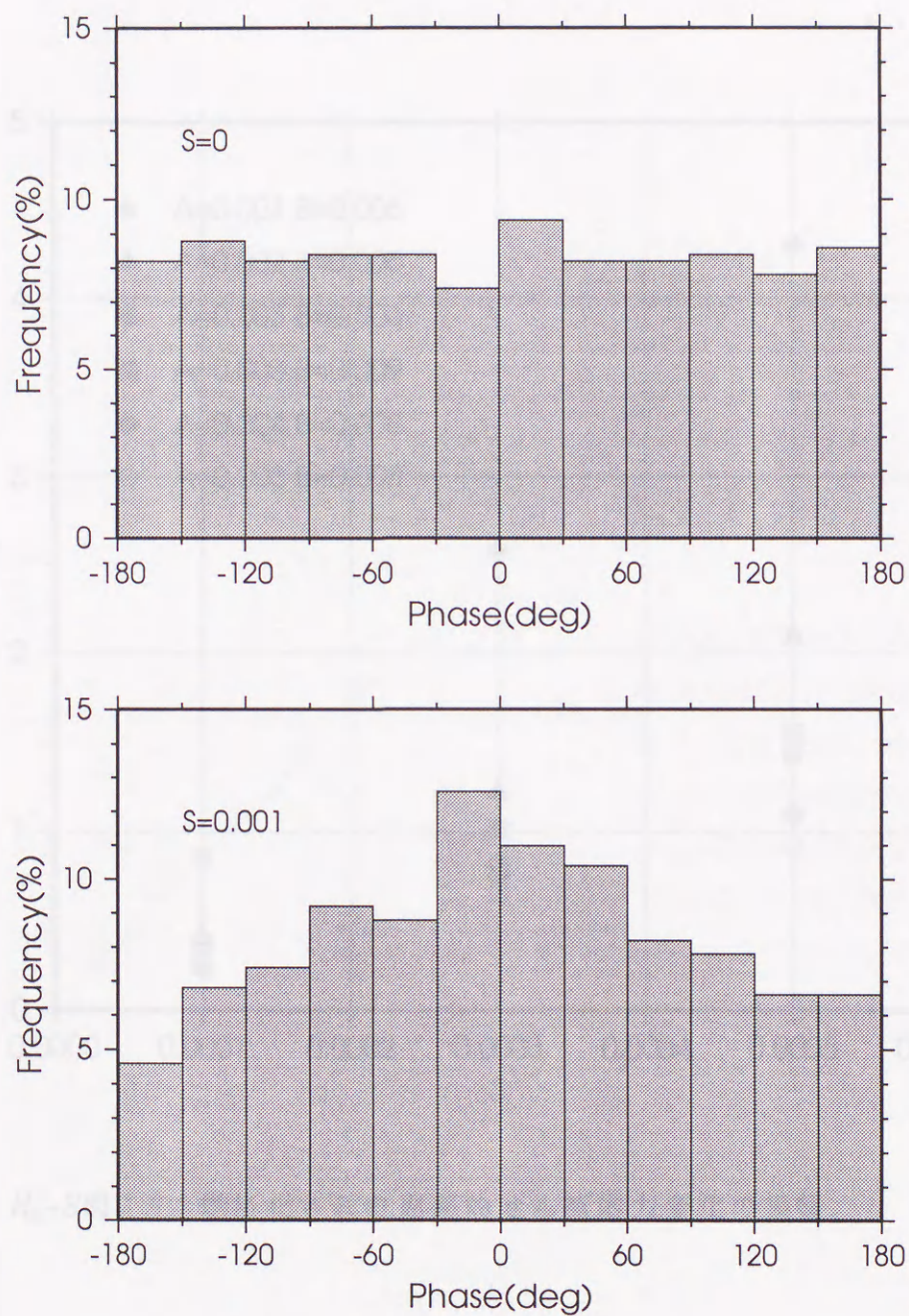


図 4-8 異なる周期的せん断応力変化に対する不安定すべり発生時刻の位相の頻度分布. (上) $S=0$, (下) $S=0.001$. 摩擦構成則の定数は $A=0.003$, $B=0.006$, $D_c=0.1m$, $K=3.0(B-A)\sigma/D_c$ とした.

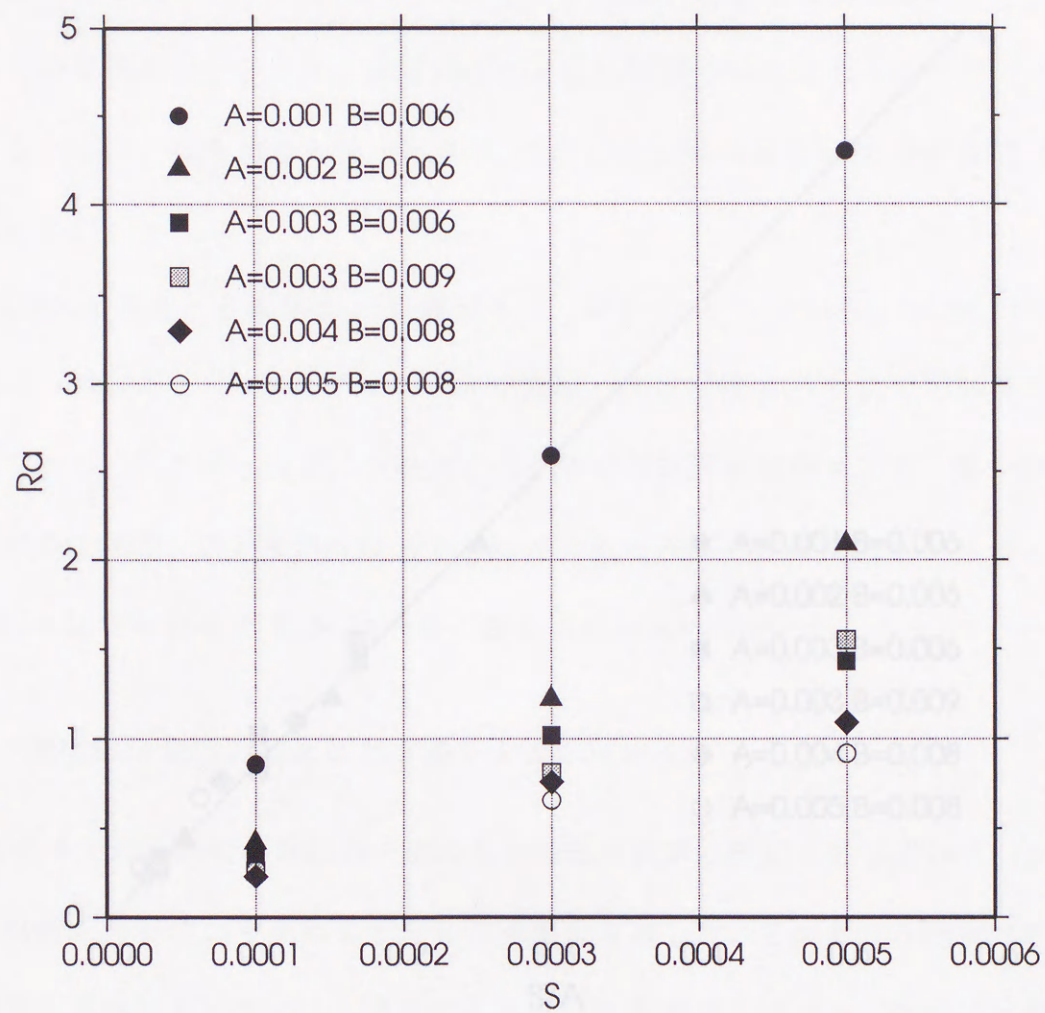


図 4-9 R_a - S 図. S は規格化された周期的せん断応力変化の振幅.

式係数もつことを示している。

次に、凡て算出結果を定めておき入れるので、算出式をとし、 $S=0.006$ とした時の結果を算出式に照らす。式が大きいほど、圧力の高まりが早く平定する。

式が大きいほど、算出式に照らす。式が大きいほど、圧力の高まりが早く平定する。式が大きいほど、算出式に照らす。式が大きいほど、圧力の高まりが早く平定する。

つぎに算出式に照らす。式が大きいほど、圧力の高まりが早く平定する。

式が大きいほど、算出式に照らす。式が大きいほど、圧力の高まりが早く平定する。

式が大きいほど、算出式に照らす。式が大きいほど、圧力の高まりが早く平定する。

式が大きいほど、算出式に照らす。式が大きいほど、圧力の高まりが早く平定する。

式が大きいほど、算出式に照らす。式が大きいほど、圧力の高まりが早く平定する。

式が大きいほど、算出式に照らす。式が大きいほど、圧力の高まりが早く平定する。

式が大きいほど、算出式に照らす。式が大きいほど、圧力の高まりが早く平定する。

式が大きいほど、算出式に照らす。式が大きいほど、圧力の高まりが早く平定する。

式が大きいほど、算出式に照らす。式が大きいほど、圧力の高まりが早く平定する。

式が大きいほど、算出式に照らす。式が大きいほど、圧力の高まりが早く平定する。

式が大きいほど、算出式に照らす。式が大きいほど、圧力の高まりが早く平定する。

式が大きいほど、算出式に照らす。式が大きいほど、圧力の高まりが早く平定する。

式が大きいほど、算出式に照らす。式が大きいほど、圧力の高まりが早く平定する。

式が大きいほど、算出式に照らす。式が大きいほど、圧力の高まりが早く平定する。

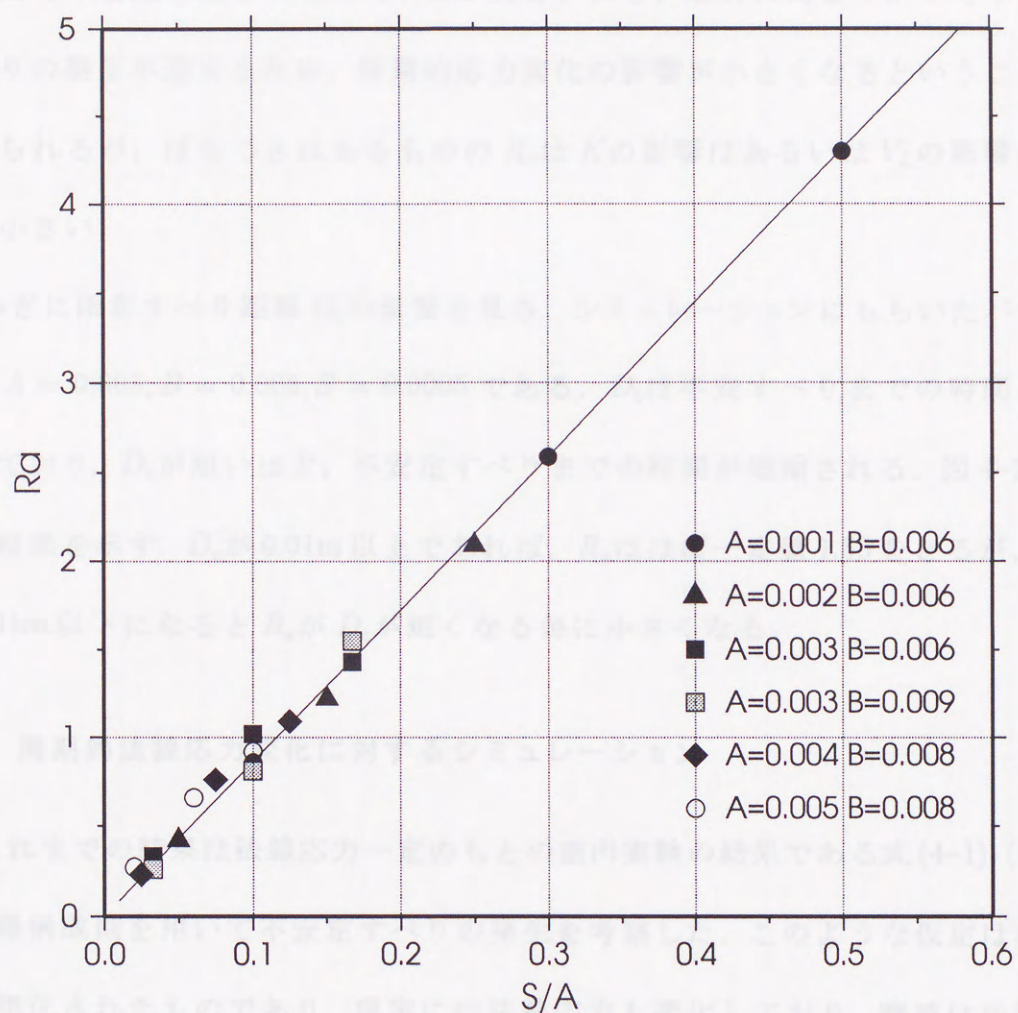


図 4-10 R_a-S/A 図. 図 4-9 の横軸を A で規格化.

する算出の結果は、Hobbs and Brady (1989), Lockner et al. (1992), Linker and Gurevich (1992) により行われ、算出式は算出式の影響を受けることが示されている。Linker and Dietrich (1992) はパラメータを導入し、算出式の結果

択性をもつことを示している。

次に、 R_a は K の影響を受けると考えられるので、 K を変数とし、 $S = 0.0006$ とした時の結果を図4-11に示す。 K が大きいほど、応力の高まりが早く不安定すべりの発生が速まるため、周期的応力変化の影響が小さくなるということが考えられるが、ばらつきはあるものの R_a は K の影響はあるいは V_L の影響は比較的小さい。

つぎに限界すべり距離 D_c の影響を見る。シミュレーションにもちいたパラメータは $A = 0.003$, $B = 0.006$, $S = 0.0005$ である。 D_c は不安すべりまでの時間を支配しており、 D_c が短いほど、不安定すべりまでの時間が短縮される。図4-12にその結果を示す。 D_c が0.01m以上であれば、 R_a はほぼ一定値1.55をとるが、 D_c が0.01m以下になると R_a が D_c が短くなる毎に小さくなる。

4-5 周期的法線応力変化に対するシミュレーション

これまでの結果は法線応力一定のものと室内実験の結果である式(4-1), (4-2)の摩擦構成則を用いて不安定すべりの発生を考察した。このような仮定は非常に理想化されたものであり、現実には法線応力も変化しており、摩擦は法線応力の変化に対しても時間的に変化することが考えられる。法線応力の変化に対する室内の摩擦実験は、Hobbs and Brady (1985), Lockner *et al.* (1986), Linker and Dieterich (1992)により行われ、摩擦力は法線応力の影響を受けることが示されている。Linker and Dieterich (1992)はパラメタ α を導入し、状態変数の時間

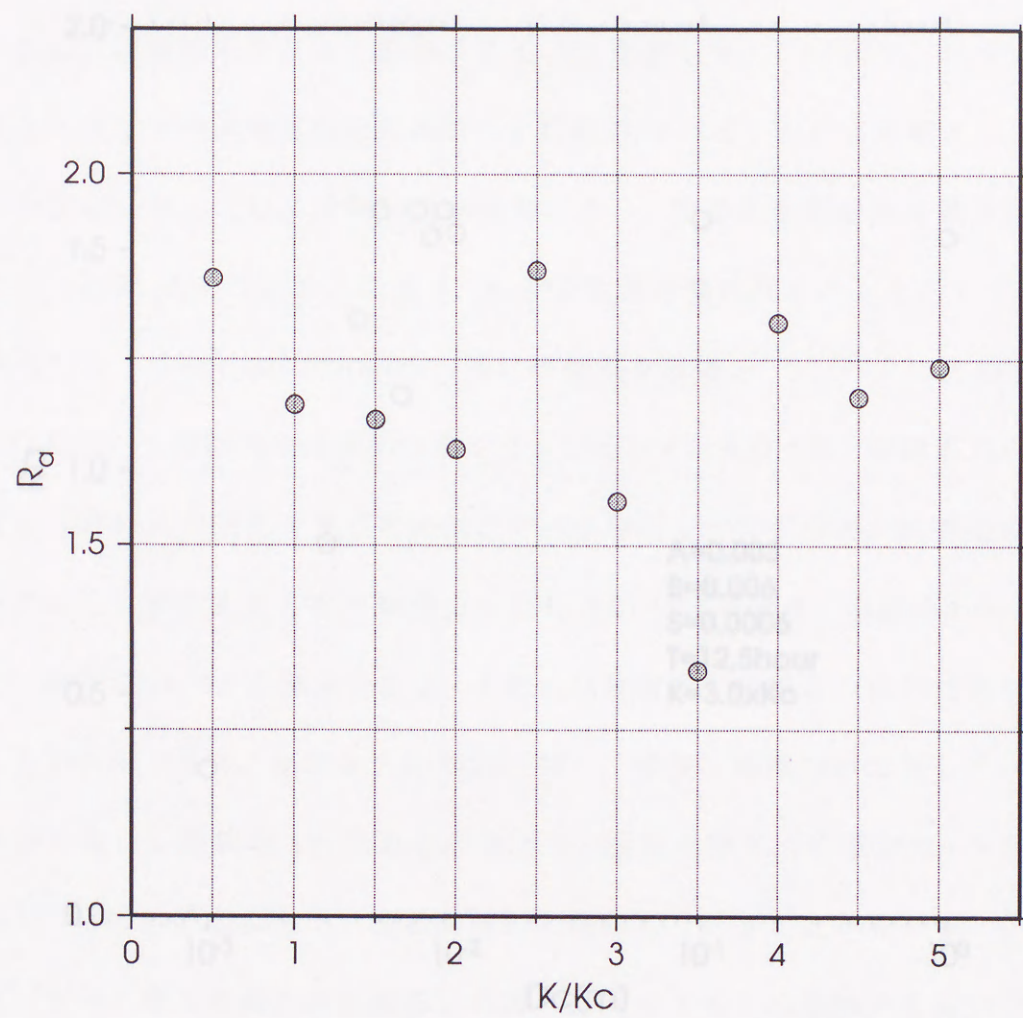


図 4-11 R_a-K/K_c 図. 摩擦構成則の定数は $A=0.003$, $B=0.006$, $D_c=0.1m$.

図 4-11

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{V}{D_c} [B + B \ln(V/V^*)] - \frac{a}{\alpha} \frac{d\alpha}{dt} \quad (4-11)$$

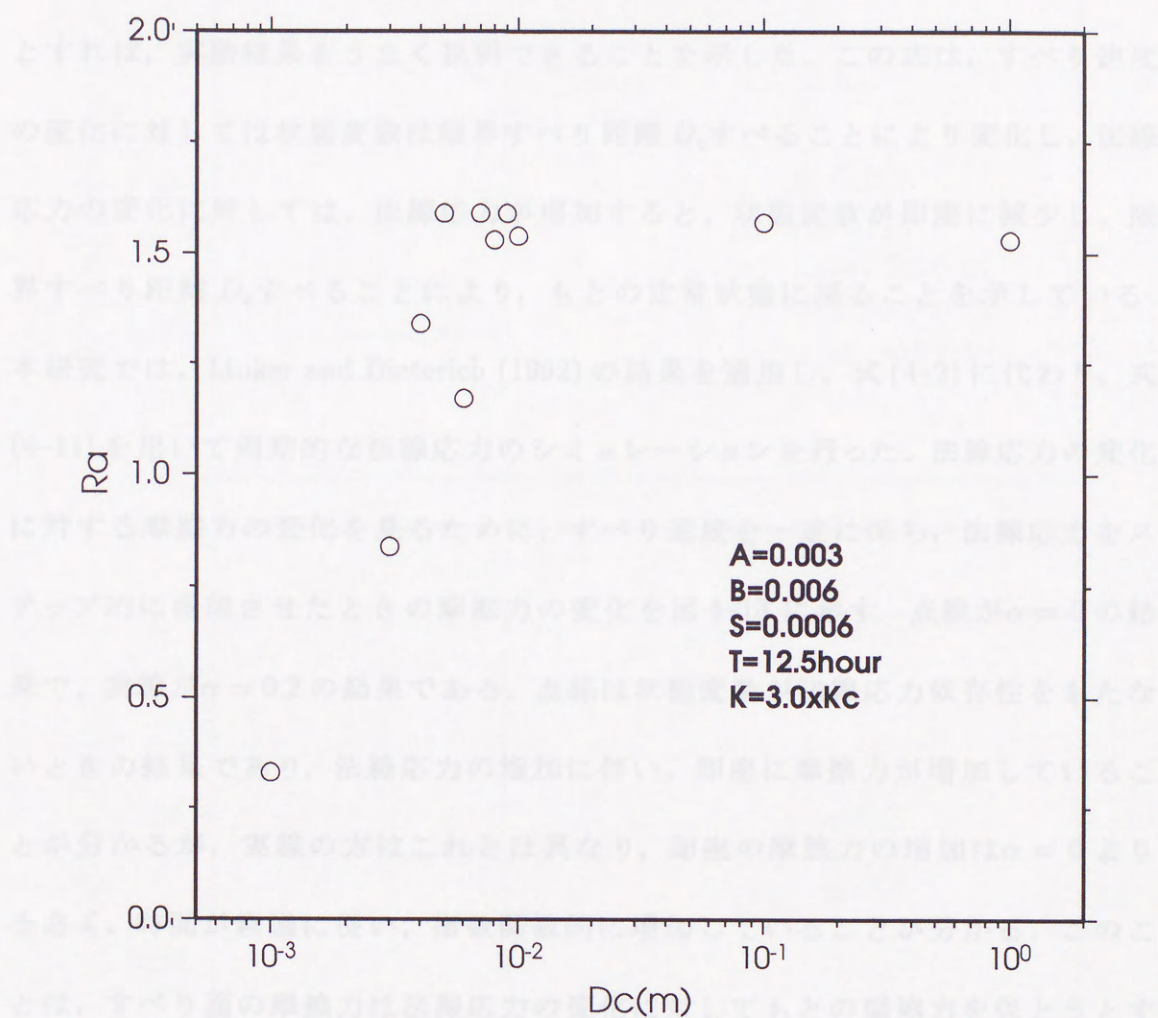


図 4-12 R_a-D_c 図. 摩擦構成則の定数は $A=0.003$, $B=0.006$, $D_c=0.1\text{m}$.

摩擦係数 R_a の変化の時と同様に不安定すべり発生のシミュレーションを行うが、せん断応力が一定に増加するもとに、摩擦係数が

$$\mu = \mu_0 [1 + S \ln(\omega t)] \quad (4-12)$$

発展が

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{V}{D_c}[\theta + B \ln(V/V^*)] - \frac{\alpha}{\sigma} \frac{d\sigma}{dt} \quad (4-11)$$

とすれば、実験結果をうまく説明できることを示した。この式は、すべり速度の変化に対しては状態変数は限界すべり距離 D_c を超えることにより変化し、法線応力の変化に対しては、法線応力が増加すると、状態変数が即座に減少し、限界すべり距離 D_c を超えることにより、もとの定常状態に戻ることを示している。本研究では、Linker and Dieterich (1992) の結果を適用し、式 (4-2) に代わり、式 (4-11) を用いて周期的な法線応力のシミュレーションを行った。法線応力の変化に対する摩擦力の変化を見るために、すべり速度を一定に保ち、法線応力をステップ的に増加させたときの摩擦力の変化を図 4-13 に示す。点線が $\alpha = 0$ の結果で、実線が $\alpha = 0.2$ の結果である。点線は状態変数が法線応力依存性をもたないときの結果であり、法線応力の増加に伴い、即座に摩擦力が増加していることが分かるが、実線の方はこれとは異なり、即座の摩擦力の増加は $\alpha = 0$ より小さく、時間が経過に従い、指数関数的に増加していることが分かる。このことは、すべり面の摩擦力は法線応力の変化に対してもとの摩擦力を保とうとする性質があることを示している。指数関数的に増加する摩擦力の大きさは α に依存し、 α が大きいほど大きくなるという性質がある。

周期的せん断応力変化の時と同様に不安定すべり発生のシミュレーションを行うが、せん断応力が一定に増加するもとに、法線応力が

$$\sigma = \sigma_0[1 + S \sin(\omega t)] \quad (4-12)$$

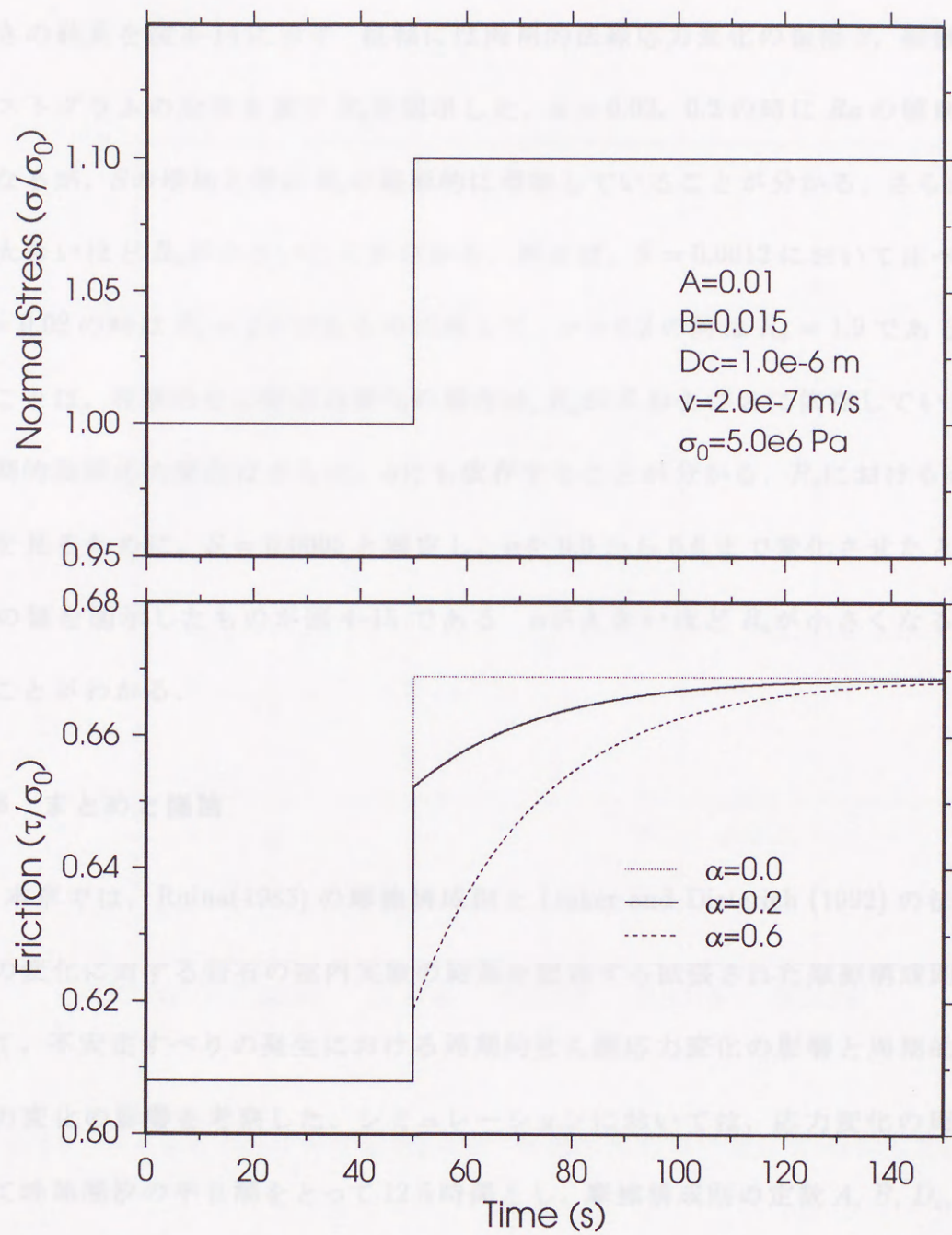


図 4-13 法線応力をステップ的に増加したときの規格化された摩擦力の時間変化.

のように周期的に変化するとして行った。 $\alpha = 0.02$ および 0.2 の時に S を変えたときの結果を図 4-14 に示す。縦軸には周期的法線応力変化の振幅 S 、縦軸にはヒストグラムの分布を表す R_a を図示した。 $\alpha = 0.02, 0.2$ の時に R_a の値自体は異なるが、 S の増加と共に R_a が線形的に増加していることが分かる。さらに、 α が大きいほど R_a が小さいことが分かる。例えば、 $S = 0.0012$ において比べると $\alpha = 0.02$ の時は $R_a = 2.6$ であるのに対して、 $\alpha = 0.2$ の時は $R_a = 1.9$ である。このことは、周期的せん断応力変化の場合は、 R_a が S および A に依存していたが、周期的法線応力変化はさらに、 α にも依存することが分かる。 R_a における α 依存性を見るために、 $S = 0.0005$ と固定し、 α を 0.0 から 0.6 まで変化させたときの R_a の値を図示したものが図 4-15 である。 α が大きいほど R_a が小さくなるということがわかる。

4-6 まとめと議論

本章では、Ruina(1983)の摩擦構成則と Linker and Dieterich (1992) の法線応力の変化に対する岩石の室内実験の結果を記述する拡張された摩擦構成則を用いて、不安定すべりの発生における周期的せん断応力変化の影響と周期的法線応力変化の影響を考察した。シミュレーションにおいては、応力変化の周期として地球潮汐の半日潮をとって 12.5 時間とし、摩擦構成則の定数 A, B, D_c, α を変化させた。その結果、不安定すべりの発生について以下の結果が得られた。

- (1) 不安定すべりは周期的な応力変化のせん断応力および法線応力(引張正)が大きいところで発生しやすい。また、位相遅れは見られない。

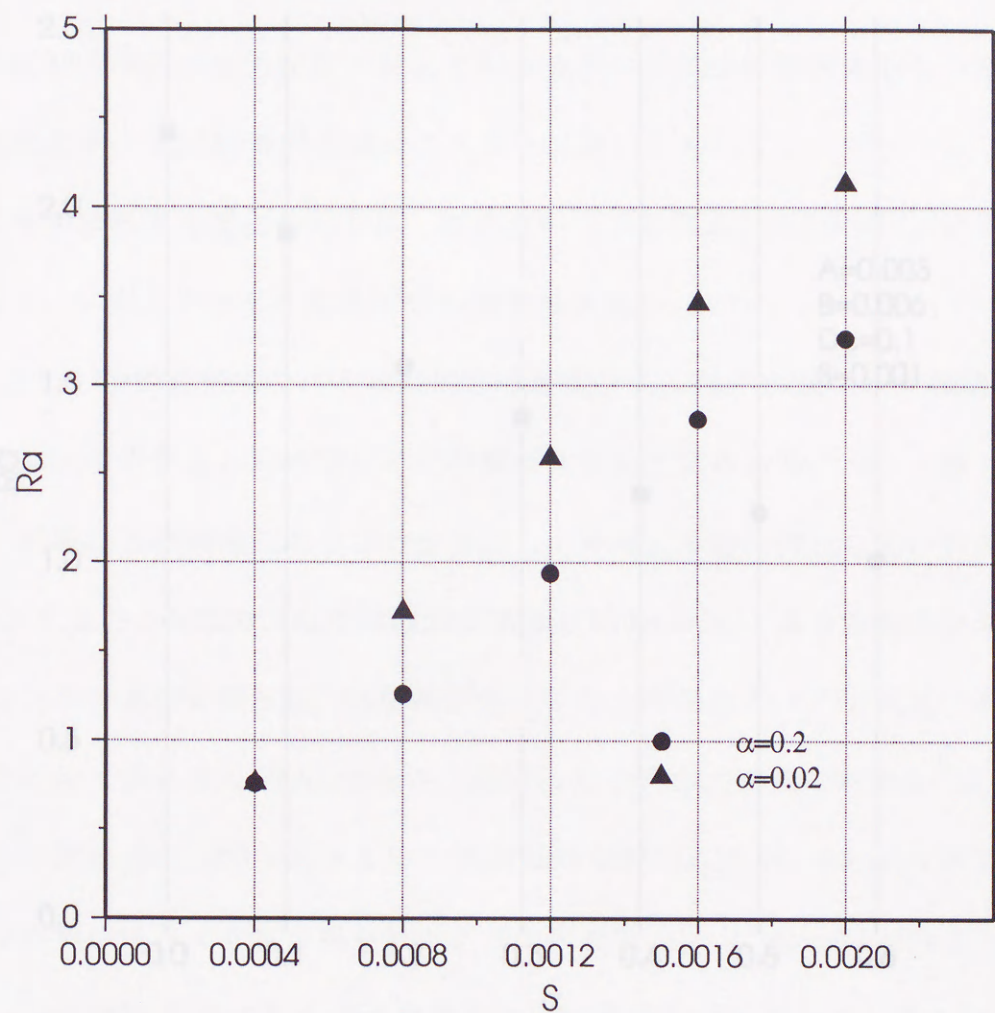


図 4-14 $\alpha = 0.2, 0.02$ に対する R_a - S 図. 摩擦構成則の定数は $A=0.003$, $B=0.006$, $D_c=0.1\text{m}$.

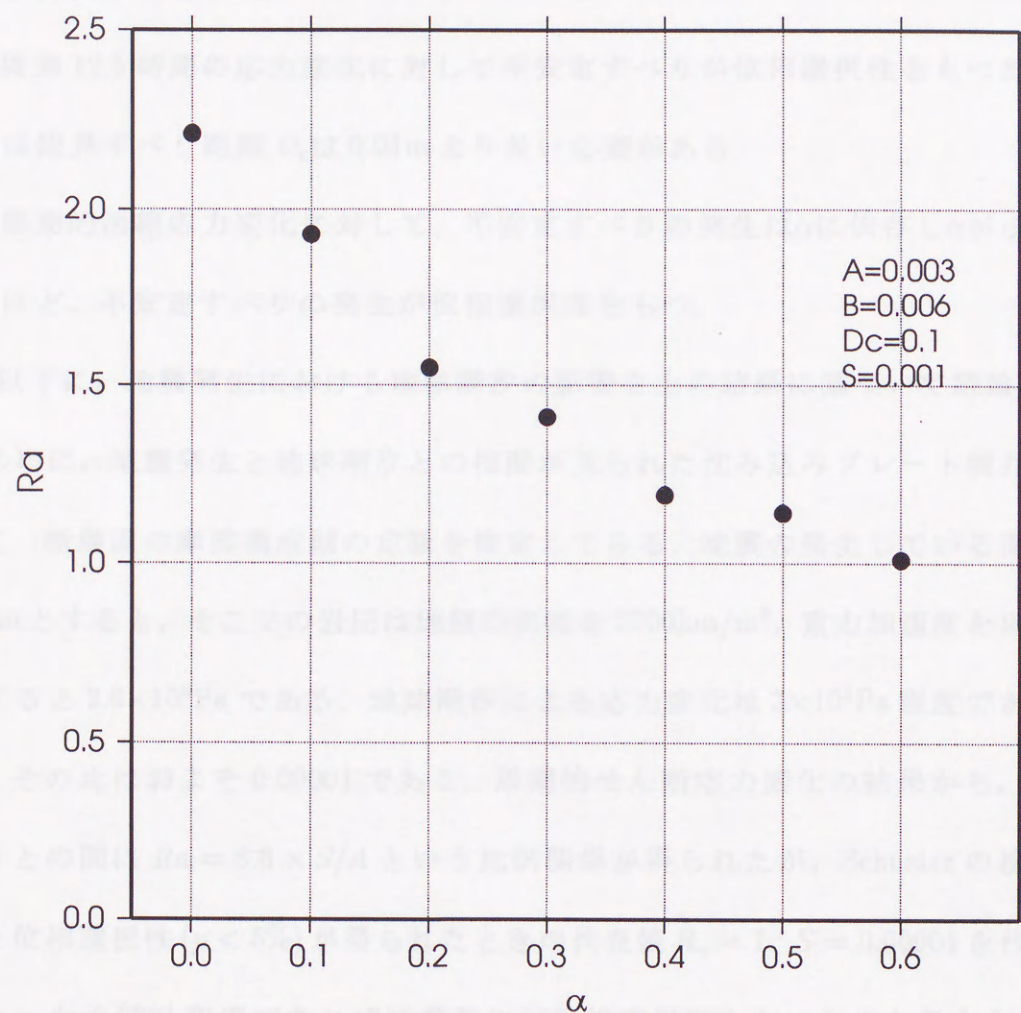


図 4-15 R_a - α 図. 摩擦構成則の定数は $A=0.003$, $B=0.006$, $D_c=0.1\text{m}$.

(2) 周期的せん断応力変化に対して、 S/A が大きいほど不安定すべりの発生が位相選択性をもつ。不安定すべりの発生率 R_a に対して $R_a = 8.6 \times S/A$ という関係が得られた。

(3) 周期 12.5 時間の応力変化に対して不安定すべりが位相選択性をもつためには限界すべり距離 D_c は 0.01m より長い必要がある。

(4) 周期的法線応力変化に対して、不安定すべりの発生は α に依存し α が小さいほど、不安定すべりの発生が位相選択性をもつ。

以下に、地震発生における地球潮汐の影響を上の結果に基づいて議論する。はじめに、地震発生と地球潮汐との相関が見られた沈み込みプレート境界について、断層面の摩擦構成則の定数を推定してみる。地震の発生している深さを 10km とすると、そこでの岩圧は地殻の密度を 2700 kg/m^3 、重力加速度を 9.8 m/s^2 とすると $2.6 \times 10^8 \text{ Pa}$ である。地球潮汐による応力変化は $3 \times 10^3 \text{ Pa}$ 程度であるから、その比はおよそ 0.00001 である。周期的せん断応力変化の結果から、 R_a と S/A との間に $R_a = 8.6 \times S/A$ という比例関係が得られたが、Schuster の検定により位相選択性 ($p < 5\%$) が得られたときの代表値 $R_a = 1$ 、 $S = 0.00001$ を代入すると、 $A = 0.0001$ 程度であれば地震発生が位相選択性をもつものと考えられる。深さを今 10km と仮定したが、より深い地震に対して、地球潮汐との相関が得られるためにはより小さい A が必要となる。実際の地球潮汐との関連では深い地震に対する相関が報告された例はなく、地球内部は A は 0.0001 程度が下限となっていることが示唆される。

さらには図 4-12 の結果より、 D_c 0.01m 以上でないと地震発生と地球潮汐と

の相関が期待できない。室内岩石実験の結果によれば D_c は 10^{-6} オーダーの値で非常に短い [Kato *et al.* (1992)]。しかし, Okubo and Dieterich (1984) は表面粗さが増加すると D_c が増加することを見出し, 桑原・他 (1985) も限界すべり D_c がすべり面の形状の粗さのパワースペクトルのコーナー波長 λ_c に比例することを見出し, 実際の断層面の粗さは岩石実験のすべり面の粗さよりも大きく, 地震断層面の D_c は $0.01 \sim 0.1\text{m}$ と推定されている。Tse and Rice (1986) と Cao and Aki (1985) は, 摩擦構成則を用いた自然の断層をシミュレートするモデルから, $D_c = 0.01\text{m}$ 程度が妥当であるとしている。これらの値は本研究で得られた $D_c > 0.01\text{m}$ とよく整合する。

4-3 節の結果を考慮すると第3章で得られた摩擦係数は, 実際の断層面の摩擦係数に $(1 - \alpha)$ 倍したものと考えることができる。摩擦係数が実際の岩石実験等で得られた値 0.75 程度であるとすれば α は 0.85 であるとしなければならない。岩石を用いた実験実験結果では 0.23 から 0.56 程度と求められている。岩石実験のスケールと地震のスケールの違いがあるが, 実際の断層ではこの程度大きい可能性がある。しかし, 実際には摩擦係数が小さいことも否定できないので摩擦係数でなくて摩擦係数に $(1 - \alpha)$ を乗じた係数が小さいとすべきものであろう。の結果は, 法線応力が一定とみなされないような場合はクーロンの破壊基準を用いる際には, 摩擦係数 μ に $(1 - \alpha)$ を乗じたものを有効摩擦係数として用いる必要があることを示唆する。

5 結論

本研究では、地震発生と地球潮汐の関係について、全世界にわたる地震活動の系統的な解析を行い、従来にない新しい知見を得た。理論地球潮汐の計算に関しては、太陽および月の引力により地球が直接変形することによる応力変化(直接項)だけでなく、海洋潮汐荷重による応力変化(間接項)も含めて定量的に評価する枠組みを確立した。とくに、震源の深さにおける間接項の正確な取り扱い、本研究によって初めて可能となったものである。この成果にもとづいて、グローバルに分布する浅発地震のデータを用いて、地球潮汐による応力変化と地震発生の相関の有無を系統的に調べた。地震データは1977年1月1日から1992年6月30日の期間に発生した深さ70km以浅、モーメントマグニチュード5.0以上の地震合計7509個で、いずれもハーバード大学グループによってCMT解が与えられているものである。相関の大小は帰無仮説「地震は潮汐の位相によらず時間的にランダムに発生する」を棄却する危険率 p で評価を行った。

全期間16.5年を対象とした解析では、3-4-3節に示した6つの地域で p 値が数%以下の小さい値をとり、両者に相関関係があることが示された。さらに、全期間16.5年に対して長さ4年の時間ウィンドウを1年毎に移動し、各地域における地震発生時系列を解析した結果、環太平洋の幾つかの地域で、地球潮汐との相関がとくに高い時期が存在することが明らかとなった。

比較的データが豊富なアリューシャン、スマトラ、ペルー、トンガの4地域について詳細な検討を行い、いずれの地域でも、そこに発生した大地震(群)の前後で p 値が大きく変化していることを明らかにした。4地域とも共通して、大

地震前に p 値が低下し、地震発生と地球潮汐の相関が高まっている。 p 値が著しく低下する期間は、大地震前のおよそ5年間(アリューシャン)ないし4年間(スマトラ、ペルー、トンガ)である。情報量基準 AIC を用いた解析により、この変化は大地震の発生前後において生じていることが統計的に有意であることを確認した。また、アリューシャンにおける p 値の小さな領域は震源近傍に限られることも分かった。

地震発生と地球潮汐との時間的相関が高いことは、地震が地球潮汐の特定の位相付近で多発していることを意味する。この位相選択性を各地震の断層面上におけるせん断応力および封圧の変化に着目して調査した結果、地震が多発する時期は地球潮汐による応力変化が地震発生を加速する位相付近に集中していることが明らかになった。

上記の4地域はいずれも、逆断層型の地震が多発している地域である。逆断層型の地震のみを取り出して、断層面はスラブの沈み込み方向に近い節面との仮定のもとに断層破壊条件について検討した。その結果、トンガ地域を除き、断層の摩擦係数は非常に小さく、 $\mu=0.1 \sim 0.4$ 程度であることが推定された。

以上の解析結果は、地球潮汐による微弱な応力変化が地震発生のトリガー要因として作用していることをはっきりと示している。このトリガー作用の物理的メカニズムを解明するために、岩石の室内破壊実験から得られた知見にもとづいて、地震すなわち不安定すべり発生のシュミレーションを行った。ここでは、Ruina (1983) および Linker and Dieterich (1992) による摩擦構成則を適用して、不安定すべりにあたえる周期的なせん断応力および法線応力の影響を議論

した．応力変化の周期を地球潮汐の半日潮 (12.5 時間) としてシミュレーションをした結果，不安定すべりは周期応力変化のせん断応力および法線応力 (引張正) が大きいところで発生しやすいこと，また，位相遅れは見られないことがわかった．さらに，周期せん断応力に対しては，その振幅 S が大きいほど，摩擦構成則の定数 A が小さいほど不安定すべりの発生の位相選択性が顕著となり，不安定すべりの発生率 R_a については $R_a = 8.6 \times S/A$ のスケーリング則が得られた．準静的なすべりからはじまって不安定すべりが発生するまでの時間は限界すべり距離 D_c に依存し，周期 12.5 時間の応力変化により不安定すべりの発生が位相選択性をもつためには， D_c が 0.01m より長い必要があることを示した．この結果は，実際の断層面の粗さから推定された値 $D_c = 0.01 \sim 0.1\text{m}$ と矛盾しない．周期的法線応力変化に対しては，不安定すべりの発生は摩擦構成則の定数 α に依存し， α が小さいほど不安定すべりの発生が位相選択性をもつことがわかった．

本研究は，従来にない高信頼度の解析によって，地球潮汐に起因する微小な応力変化が実際に地震をトリガーしていることを明らかにした．また，その物理的メカニズムについても初歩的な考察を行い，地球潮汐と地震発生の相関の研究が，地震断層面の物理的性質を推定する有効な手がかりとなりうることを示した．今後さまざまなデータセットについて同様の解析を進め，地球潮汐による地震トリガー作用のさらに詳細な時空間変動，地震規模依存性等について考察を進める必要がある．こうした成果の上に立って，将来，地球潮汐と地震発生の相関関係の研究が，地下の応力状態の推定，ひいては，大地震の長期的

な予知にも貢献しうる可能性がある。参考文献

安基敏一, 1938, 総合地殻学の現状, 地質 7, 2, 265-328.

Aki, K. and P. G. Richards, 1980, *Quantitative Seismology*, Vol. 1, W. H. Freeman and Co., San Francisco.

Altop, L. and J. T. Eos, 1954, The characteristic numbers of semi-diurnal earth-tidal components for various earth models, *Ann. Geophys.*, 20, 289-309.

Alterman, Z., B. Jarvich, and C. L. Pekeris, 1959, Propagation of rayleigh waves in the earth, *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A*, 252, 80-85.

Bryden, J. D., 1975, Sliction of rocks, *Pure Appl. Geophys.*, 116, 615-626.

Cao, T. and K. Aki, 1986, Seismicity simulation with a rate and state-dependent friction law, *Pure Appl. Geophys.*, 134, 487-514.

Dieterich, J. H., 1972, Time-dependent friction in rocks, *J. Geophys. Res.*, 77, 369-387.

Dieterich, J. H., 1978, Time-dependent friction and the mechanics of stick slip, *Pure Appl. Geophys.*, 116, 799-806.

Dieterich, J. H., 1980, Nucleation and triggering of earthquake slip: effect of periodic stresses, *Tectonophysics*, 144, 127-136.

Dieterich, J. H., 1992, Earthquake nucleation on faults with rate- and state-dependent strength, *Tectonophysics*, 211, 115-134.

Ding Zhong-yi, J. Jia and R. Wang, 1983, Seismic triggering effect of tidal stress, *Tectonophysics*, 93, 319-333.

Dziwonski, A. M. and D. L. Anderson, 1981, Preliminary reference earth model, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 25, 297-326.

Farrell, W. E., 1972, Deformation of the earth by surface loads, *Rev. Geophys. Space*

引用文献

- 安芸敬一, 1956, 統計地震学の現状, 地震 2, 8, 205-228.
- Aki, K and P. G. Richards, 1980, Quantitative Seismology, Vol. 1, W. H. Freeman and Co, San Francisco.
- Alsop, L. and J. T. Kuo, 1964, The characteristic numbers of semi-diurnal earth tidal components for various earth models, *Ann. Geophys.*, **20**, 286-300.
- Alterman, Z., H. Jarosch, and C. L. Pekeris, 1959, Propagation of rayleigh waves in the earth, *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A*, **252**, 80-95.
- Byerlee, J. D., 1978, Friction of rocks, *Pure Appl. Geophys.*, **116**, 615-626.
- Cao, T. and K. Aki, 1986, Seismicity simulation with a rate and state-dependent friction law, *Pure Appl. Geophys.*, **124**, 487-513.
- Dieterich, J. H., 1972, Time-dependent friction in rocks, *J. Geophys. Res.*, **77**, 369-397.
- Dieterich, J. H., 1978, Time-dependent friction and the mechanics of stick slip, *Pure Appl. Geophys.*, **116**, 790-806.
- Dieterich, J. H., 1986, Nucleation and triggering of earthquake slip: effect of periodic stresses, *Tectonophysics*, **144**, 127-139.
- Dieterich, J. H., 1992, Earthquake nucleation on faults with rate-and state-dependent strength, *Tectonophysics*, **211**, 115-134.
- Ding Zhong-yi, J. Jia and R. Wang, 1983, Seismic triggering effect of tidal stress, *Tectonophysics*, **93**, 319-335.
- Dziewonski, A. M. and D. L. Anderson, 1981, Preliminary reference earth model, *Phys. Earth. Planet. Inter.*, **25**, 297-356.
- Farrell, W. E., 1972, Deformation of the earth by surface loads, *Rev. Geophys. Space*

- Phys.*, **103**, 761-797.
- Flinn, E. A., E. R. Engdahl and A. R. Hill, 1974, Seismic and geographical regionalization, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **64**, 771-993.
- Gu, J., J. R. Rice, A. L. Ruina, 1984, Slip motion and stability of a single degree of freedom elastic system with rate and state dependent friction, *J. Mech. Phys. Solids*, **32**, 167-196.
- Guntenberg, B. and C. F. Richter, 1954, *Seismicity of the Earth*, Princeton University Press, Princeton, New Jersey.
- 浜田信生, 1978, 地球潮汐歪と松代地震発生の関係について, 験震時報, **43**, 1-10.
- Heaton, T. H., 1975, Tidal triggering of earthquakes, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **43**, 307-326.
- Heaton, T. H., 1982, Tidal triggering of earthquakes, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **72**, 2181-2200.
- Hill, D. P., P. A., Reasenber, A. Michael, W. J. Arabaz, G. Beroza, D. Brumbaugh, J. N. Brune, R. Castro, S. Davis, D. dePolo, W. L. Ellsworth, J. Gomborg, S. Harmsen, L. House, S. M. Jackson, M. J. S. Johnston, L. Jones, R. Keller, S. Malone, L. Munguia, S. Nava, J. C. Pechmann, A. Sanford, R. W. Simpson, R. B. Smith, M. Stark, M. Stickney, A. Vidal, S. Walter, V. Wong and J. Zollweg., 1993, Seismicity remotely triggerd by the magnitude 7.3 Landers, California, Earthquake., *Science*, **260**, 1617-1623.
- Hobbs, B. E. and B. H. G. Brady, 1985, Normal stress changes and the constitutive law for rock friction(abstract), *EOS Trans. AGU*, **66**, 382.
- 今村研究室, 1930, 伊東地震に就て(第2報), 地震 **2**, **5**, 281-300.
- Jaeger, J. C. and N. G. W. Cook, 1979, *Fundamental of Rock Mechanics*, third edition, Chapman and Hall, London.
- Kanamori., H. and D. L. Anderson, 1975, Theoretical basis of some empirical relations in seismology., *Bull. Seism. Soc. Am.* , **65**, 1073-1095.

- Kato, N., K. Yamamoto, H. Yamamoto and T. Hirasawa, 1992, Strain-rate effect on frictional strength and the slip nucleation process, *Tectonophysics*, **211**, 269-282.
- Kilston, S. and L. Knopoff., 1983, Lunar-solar periodicities of large earthquakes in southern California, *Nature*, **304**, 21-25.
- Kisslinger, C., 1988, An experiment in earthquake prediction and the 7 May 1986 Andreanof Islands earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **78**, 218-229.
- Klein, F. W., 1976, Earthquake swarms and semidiurnal solid earth tide, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **45**, 245-295.
- Knopoff, L., 1964, Earth tides as a triggering mechanism for earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **54**, 1865-1870.
- 桑原保人, 1985, 不安定すべり発生に関する断層面の粗さとすべり量のスケールリング則, 地震学会講演予稿集, **110**.
- 桑原保人, 1989, 岩石の摩擦特性と地震断層運動論, 地震 **2**, No. 2, 105-116.
- Linker, M. F. and J. H. Dieterich, 1992, Effects of Variable normal stress on rock friction: observations and constitutive equations, *J. Geophys. Res.*, **97**, 4923-4940.
- Lockner, D. A., R. Summers and J. D. Byerlee, 1986, Effects of temperature and sliding rate on frictional strength of granite, *Pure Appl. Geophys.*, **124**, 445-485.
- Lopes, R. M. C., Malin, S.R.C., Mazzarella, A. & Palumbo, A., 1990, Lunar and solar triggering of earthquakes., *Phys. Earth. Planet. Inter.*, **59**, 127-129.
- 三浪俊夫・山崎義典, 1990, 潮汐力による地殻歪と地震の発生, 月刊地球, **12**, 369-378.
- Oike, K. and K. Taniguchi, 1988, The relation between seismic activities and earth tides in the case of the Matsushiro earthquake swarm, *Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ.*, **38**, 17-28.
- Okubo, P. G. and J. H. Dieterich, 1984, Effects of physical fault properties on frictional

- instabilities produced on simulated faults, *J. Geophys. Res.*, **89**, 5817-5827.
- Rice, J. R. 1983, Constitutive relations for fault slip and earthquake instabilities, *Pure Appl. Geophys.*, **121**, 443-475.
- Rice, J. R. and J. Gu, 1983, Earthquake aftereffects and triggered seismic phenomena, *Pure Appl. Geophys.*, **121**, 187-219.
- Rice, J. R. and A. L. Ruina, 1983, Stability of steady frictional slipping, *J. Appl. Mech.*, **50**, 343-349.
- Rice, J. R. and S. T. Tse, 1986, Dynamic motion of a single degree of freedom system following a rate and state dependent friction law, *J. Geophys. Res.*, **91**, 521-530.
- Ruina, A., 1983, Slip instability and state variable friction laws, *J. Geophys. Res.*, **88**, 10359-10370.
- Saito, M., 1974, Some problems of static deformation of the earth, *J. Phys. Earth*, **22**, 123-140.
- Sato, T. and H. Hanada, 1984, A program for the computation of oceanic tidal loading effects 'GOTIC', *Publ. Int. Latitu. Mizusawa*, **18**, 63-82.
- Sauck, W. A., 1975, The Brawley, California earthquake sequence of January, 1975, and tidal triggering by earth tides, *Geophys. Res. Lett.*, **2**, 506-509.
- Scholz, C. H., P. Molnar and T. Johnson, 1972, Detailed studies of frictional sliding of granite and implications for the earthquake mechanism, *J. Geophys. Res.*, **77**, 6392-6406.
- Schuster, A., 1897, On lunar and solar periodicities of earthquakes., *Proc. Roy. Soc.*, **61**, 455-465.
- Schwiderski, E. W., 1980, On charting global ocean tides, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **18**, 243-268.
- Schwiderski, E. W., 1981, Global ocean tides for models of M2 S2 K1 O1 N2 P1 K2 Mf, *Reps. Nav. Surf. Cent.*, Dahlgren, Va.

島田誠一, 1978, 1975-1978年の伊豆半島における地震活動の半日潮周期変化および日周変化, 地震研究所彙報, **53**, 815-822.

Shlien, S., and Toksöz, M. N., 1970, A clustering model for earthquake occurrences., *Bull. Seis. Soc. Am.*, **60**, 1765-1787.

Shlien, S., 1972, Earthquake-tide correlation., *Geophys. J. astr. Soc.*, **28**, 27-34.

田中寅男, 1985, 地球潮汐と地震, 地震予知 II, 阿部勝征編, 学会出版センター, pp 287-307.

立川真理子・大久保正・山本英二・佐藤春夫, 1986, 1984年地殻傾斜観測資料集, 防災科学技術研究資料, **112**, 1-199.

Tse, S. T., and J. R. Rice, 1986, Crustal earthquake instability in relation to the depth variation of frictional slip properties, *J. Geophys. Res.*, **91**, 9452-9472.

Tsukamoto, H. and I. Nakagawa, 1978, On effects of oceanic tides upon gravimetric tides for diurnal constituents, *J. Geod. Soc. Japan*, **24** 26-34.

Tsukamoto, H. and I. Nakagawa, 1980, On effects of oceanic tides upon gravimetric tides for diurnal constituents, *J. Geod. Soc. Japan*, **26** 226-233.

鶴岡 弘, 1992, 地震発生における固体および海洋潮汐の影響. 東北大学修士論文.

Tsuruoka, H., M. Ohtake and H. Sato, 1995, Statistical test of the tidal triggering of earthquakes: contribution of the ocean tide loading effect. *Geophys. J. Int.* (in press).

